

BESTIMMUNG DER NORMALHÖRSCHWELLE FÜR REINE TÖNE BEI EINOHRIGEM HÖREN MIT HILFE EINES KOPFHÖRERS

Von H. MRASS und H. G. DIESTEL, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Zusammenfassung

Die Normalhörschwelle bei einohrigem Hören mit Hilfe eines Kopfhörers wurde in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig, an einer Gruppe von 70 otologisch normalen Personen (140 Ohren) im Alter zwischen 18 und 30 Jahren bestimmt. Die Ergebnisse werden als Normal-Schwellenschalldrucke im Kuppler und am Eingang des Gehörganges angegeben.

Summary

At the Physikalisch-Technische Bundesanstalt in Braunschweig a determination of the normal threshold of hearing by earphone listening has been undertaken on a group of 70 otologically normal subjects (140 ears) of ages between 18 and 30 years. The results are given in terms of normal equivalent threshold sound pressures and normal threshold sound pressures at entrance to the external auditory meatus.

Sommaire

Une détermination des seuils d'audition monauriculaire à l'aide d'écouteur, a été entreprise au Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, sur 70 sujets ayant une ouïe normale (140 oreilles) âgés de 18 à 30 ans. Les résultats sont donnés en pressions acoustiques du seuil au coupleur et à l'entrée du canal auditif.

1. Einleitung

Die Reintonaudiometer sind unentbehrliche Meßgeräte bei der Funktionsprüfung des menschlichen Gehörorgans und bei der Diagnostik von Hörstörungen. Sie dienen insbesondere zur Bestimmung des Hörverlustes, dessen Kenntnis u. a. für die Auswahl geeigneter Hörhilfen und als Grundlage für die Begutachtung von Rentenansprüchen wichtig ist. Die mit verschiedenen Audiometertypen erhaltenen Ergebnisse sind aber in den meisten Fällen nur dann miteinander sinnvoll vergleichbar, wenn sie auf die gleiche Hörschwelle bezogen sind. Diese Normalhörschwelle entspricht der mittleren Hörschwelle einer größeren Anzahl normalhörender Personen bei einohrigem Hören mit Hilfe eines Kopfhörers. Die während der letzten Jahrzehnte in verschiedenen Ländern bestimmten Hörschwellen ([1] – [7]) haben teilweise voneinander abweichende Werte für die Normalhörschwelle ergeben, da die Messungen nicht immer unter gleichen Voraussetzungen und unter gleichen Bedingungen durchgeführt wurden. Um eine international einheitliche Normalhörschwelle als Bezugsschwelle für Audiometer zu erhalten, wurden in den letzten Jahren von der International Standard Organisation (ISO) Richtlinien für die Messung der Normalhörschwelle ausgearbei-

tet. Die in den verschiedenen interessierten Ländern nach diesen Vorschlägen erhaltenen Normalhörschwellen sollen durch subjektiven Lautstärkevergleich der bei diesen Messungen verwendeten Standardkopfhörer im Hinblick auf eine spätere internationale Standardisierung miteinander verglichen werden.

Als Beitrag zu dieser Aufgabe wurden von den Verfassern in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig in den Jahren 1955 bis 1958 Hörschwellenbestimmungen an einer Gruppe von 70 normalhörenden Personen (140 Ohren) durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messungen wurde inzwischen vom Deutschen Normenausschuß als Normalbezugsschwelle für Reintonaudiometer empfohlen.

2. Die Messungen ¹

Die Versuchspersonen gehörten der Altersklasse 18 bis 30 Jahre an und waren otologisch normal. Ihre äußeren Gehörgänge wurden auf eine eventuell vorhandene Behinderung der Schallzuleitung überprüft. Um festzustellen, ob die Versuchspersonen ein annähernd normales Hörvermögen hatten, wurden zunächst mit einem handelsüblichen Audiometer

¹ Die Messungen wurden von Herrn K. H. BROCKSCH ausgeführt.

Übersichtsaudiogramme angefertigt. Zu den endgültigen Messungen wurden nur Personen herangezogen, deren Hörschwelle bei jeder Frequenz um nicht mehr als 15 dB vom häufigsten der bei diesen Voruntersuchungen erhaltenen Werte abwich.

Während der Messung saß die Versuchsperson bequem in einer luft- und körperschallisolierten Kammer, deren Schalldämmung so groß war, daß keine von außen eindringenden Störgeräusche wahrgenommen werden konnten. Da die monaurale Hörschwelle bestimmt werden sollte, war nur ein Hörer des Doppel-Kopfhörers, den die Versuchsperson trug, angeschlossen. Es wurde ein elektrodynamischer Hörer mit flachem Schaumgummikissen verwendet² (Bild 1). Das Übertragungsmaß dieses Hörers (Bild 2) besitzt die für solche Untersuchungen notwendige zeitliche Konstanz und hat einen ausgeglichenen Frequenzgang. Die Kraft, mit der die Hörer gegen die Ohrmuscheln angedrückt wurden, betrug 0,5 kp.

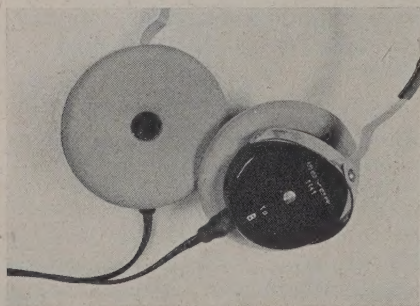


Bild 1. Elektrodynamischer Kopfhörer mit flachem Schaumgummikissen, Typ Beyer DT 48.

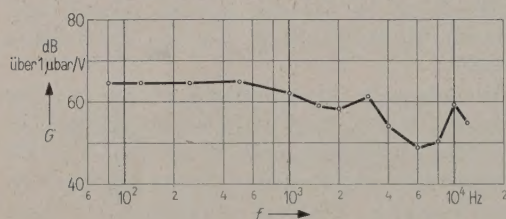


Bild 2. Übertragungsmaß G eines Hörers, Typ Beyer DT 48, mit Adapter, gemessen im NBS Typ 9-A-Kuppler.

Die Meßapparatur befand sich außerhalb der Kammer. Sie bestand aus einem RC-Generator von großer Frequenzkonstanz und vernachlässigbarem Klirrfaktor, einem elektronischen Schalter zum knackfreien Ein- und Ausschalten der Töne³, einem Röhrevoltmeter zur Kontrolle der Spannung am

² Hörer Typ DT 48 der Firma Eugen Beyer, Heilbronn.

³ Die Entwicklung und den Aufbau des elektronischen Schalters besorgten die Herren R. ADOLPH und M. SCHÄFER.

Ausgang des elektronischen Schalters und einer dahintergeschalteten Dämpfungsleitung.

Zunächst wurde für jedes der 140 untersuchten Ohren bei jeder der 13 Meßfrequenzen die am Hörer liegende Spannung bestimmt, die dem kleinsten gerade noch hörbaren Schalldruck entsprach. Dazu erniedrigte der Versuchsleiter die Spannung am Hörer, die zunächst etwa 10 dB über der mutmaßlichen Hörschwelle lag, mit Hilfe der Dämpfungsleitung in 2-dB-Schritten bis auf den kleinsten Wert, bei dem von drei dargebotenen Tönen mindestens noch zwei gehört wurden. Der zugehörige Wert der Dämpfung wurde notiert. Danach wurde die Spannung am Hörer um 10 dB gegenüber diesem Wert herabgesetzt und dann soweit in 2-dB-Schritten erhöht, bis von drei dargebotenen Tönen mindestens wieder zwei gehört wurden und damit die Schwelle wieder erreicht war. Der entsprechende Wert der Dämpfung wurde ebenfalls notiert. Das arithmetische Mittel der beiden Werte, die meistens übereinstimmten, ergab die an den Hörer angelegte Schwellenspannung in dB, da die Spannung am Eingang der Dämpfungsleitung bekannt war.

Gemessen wurde bei den Frequenzen 80, 125, 250, 500, 1000, 1500, 2000, 3000, 4000, 6000, 8000, 10 000 und 12 000 Hz. Die der Versuchsperson vom Versuchsleiter dargebotenen Töne hatten eine Dauer von etwa 2 s bei etwa gleichlangen Pausen. Die Zeitkonstante des elektronischen Schalters, der vom Versuchsleiter betätigt wurde, war so eingestellt, daß weder Knacke noch Ausgleichsvorgänge im Kopfhörer beim Ein- und Ausschalten der Töne zu hören waren. Sie betrug etwa 0,2 s. Solange die Versuchsperson einen Ton zu hören glaubte, betätigte sie ein Lichtsignal.

3. Darstellung der Meßergebnisse

Die Häufigkeitsverteilungen der für die untersuchten 140 Ohren gefundenen Schwellenspannungen wurden für jede der 13 Meßfrequenzen ausgewertet. Sie hatten einen nahezu symmetrischen Verlauf. Die Unterschiede zwischen dem arithmetischen Mittelwert, dem Medianwert und dem Modalwert waren bei fast allen Frequenzen kleiner als 1 dB. Für die Festlegung der Normalhörschwelle wurde der arithmetische Mittelwert verwendet. Die Standardabweichungen der Schwellenspannungen sind in Tabelle I angegeben.

Durch die mittleren Schwellenspannungen des verwendeten Meßhörers ist das Ergebnis der Hörschwellenbestimmung in eindeutiger Weise festgelegt. Im Hinblick auf die Übertragung dieses Ergebnisses auf andere Hörer ist es jedoch zweckmäßig, die Hörschwelle in Form von Normal-Schwellenschalldrucken im Kuppler und am Eingang des äußeren Gehörgangs

ges anzugeben. Diese Drucke werden von dem verwendeten Hörer bei Erregung mit der mittleren Schwellenspannung in einem geeigneten Kuppler beziehungsweise am Eingang des äußeren Gehörganges erzeugt.

3.1. Normal-Schwellenschalldrucke im Kuppler

Für diese Messung wurde der Hörer H ohne Kissen mit einem Adapter A auf einen vom National Bureau of Standards in Washington entwickelten Typ 9-A-Kuppler [8], [9] gesetzt (Bild 3). Die vorherige

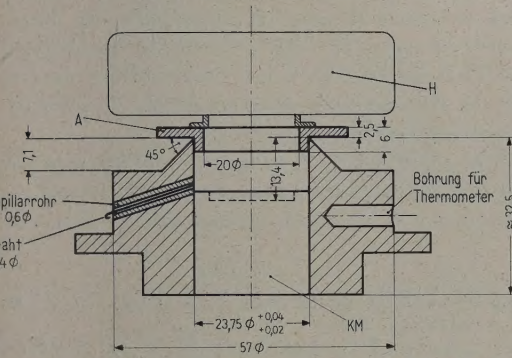


Bild 3. NBS Typ 9-A-Kuppler mit Hörer, Typ Beyer DT 48 (H), Adapter (A) und Kondensatormikrophon (KM); Maße in mm.

Entfernung des Kissens erwies sich als notwendig, da sich herausgestellt hatte, daß die Kissen in ihrer Stärke geringe Streuungen aufwiesen, die sich zwar bei Messungen am Ohr kaum bemerkbar machen, dagegen bei Messungen am Kuppler – wegen der geringeren Dämpfung der Resonanzschwingungen – oberhalb 4000 Hz zu unterschiedlichen Ergebnissen führen können. Der als „Kissenersatz“ dienende ringförmige Adapter A aus Messing gewährleistet dagegen einen reproduzierbaren Sitz des Hörers. Mit Hilfe des Kondensatormikrophons KM wurde bei jeder Meßfrequenz der vom Hörer bei Erregung mit der entsprechenden Schwellenspannung im Kuppler erzeugte Schalldruck bestimmt. Diese „Normal-Schwellenschalldrucke im Kuppler“ sind zusammen mit den oben erwähnten Standardabweichungen der Schwellenspannungen in Tabelle I eingetragen.

Die angegebenen Normal-Schwellenschalldrucke im Kuppler wurden für die Frequenzen 125 bis 8000 Hz in Deutschland genormt. Sie repräsentieren die deutsche Audiometer-Bezugsschwelle und gelten für alle Kopfhörer des Typs Beyer DT 48 mit Adapter und für den Typ 9-A-Kuppler. Alle Audiometer, die den Hörer DT 48 mit flachem Schaumgummikissen verwenden, können in einfacher Weise durch Einstellen der Normal-Schwellenschalldrucke objektiv mit Hilfe dieses Kupplers kalibriert werden. Wird

Tabelle I.

Frequenz	Normal-Schwellenschalldruck im NBS Typ 9-A-Kuppler, gültig für den Kopfhörer Beyer DT 48 mit Adapter	Standardabweichung d. Schwellenspannungen
Hz	dB bezogen auf 1 μ bar; abgerundet auf 0,5 dB	dB
80	– 15	4,1
125	– 31	4,2
250	– 53	3,8
500	– 64	3,9
1000	– 69	3,8
1500	– 69,5	4,6
2000	– 68	4,7
3000	– 70	5,5
4000	– 69	5,7
6000	– 63	6,2
8000	– 59,5	7,3
10000	– 47,5	8,7
12000	– 46,5	8,9

Tabelle II.

Frequenz	Normal-Schwellenschalldruck 0,7 cm vor dem Eingang des äußeren Gehörganges	Standardabweichung
Hz	dB bezogen auf 1 μ bar; abgerundet auf 0,5 dB	dB
80	– 30,5	6,7
125	– 42	5,3
250	– 56,5	2,2
500	– 65	1,0
1000	– 68	1,3
1500	– 69,5	2,2
2000	– 69,5	2,2
3000	– 68,5	2,8
4000	– 68	2,5
6000	– 63,5	5,5
8000	– 59	3,8
10000	– 56,5	1,7
12000	– 47	2,4

in einer Serie von Audiometern ein Hörer anderen Typs verwendet, so sind zunächst für einen Kopfhörer dieses Typs die entsprechenden Normal-Schwellenspannungen durch subjektiven Lautstärkevergleich mit dem Beyer-Hörer zu bestimmen. Den so gewonnenen Normal-Schwellenspannungen entsprechen dann gewisse Normal-Schwellenschalldrucke im Kuppler, die wiederum für alle Hörer dieses anderen Typs gelten. Mehrere Verfahren für den Vergleich verschiedener Hörertypen am Ohr wurden in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt untersucht. Die Ergebnisse werden in Kürze veröffentlicht.

3.2. Normal-Schwellenschalldrucke am Eingang des äußeren Gehörganges

Bei dieser zweiten Methode zur Festlegung der Hörschwelle wurden für jede Meßfrequenz die vom Hörer bei Erregung mit der entsprechenden mittleren Schwellenspannung am Eingang des Gehörganges von 24 Ohren (14 Versuchspersonen) erzeugten Schalldrucke bestimmt⁴. Diese Schalldrucke wurden im Mittelpunkt der Öffnung des Hörerkissens, etwa 0,7 cm vor dem Eingang des äußeren Gehörganges, mit Hilfe einer durch das Hörerkissen geschobenen Sonde gemessen. In Tabelle II sind die arithmetischen Mittelwerte der gemessenen Schalldrucke als „Normal-Schwellenschalldrucke am Eingang des äußeren Gehörganges“ sowie die zugehörigen Standardabweichungen angegeben.

4. Schluß

Durch die in den Tabellen I und II angegebenen Normal-Schwellenschalldrucke ist die von den Verfassern gemessene Normalhörschwelle in eindeutiger Weise festgelegt. Diese Normal-Schwellenschalldrucke lassen sich jedoch nicht unmittelbar mit entsprechenden Werten anderer Autoren vergleichen, da bei den Hörschwellenbestimmungen nicht immer die gleichen Hörertypen und Kuppler verwendet wurden. Eine endgültige Klärung der zwischen den verschiedenen Normalhörschwellen bestehenden Differenzen läßt sich nur durch subjektiven Lautstärkevergleich der verwendeten Standardhörer erreichen. Eine solche Vergleichsmessung wurde von den Verfassern inzwischen mit einem Kopfhörer des von DADSON und KING [3] bei ihren Untersuchungen verwendeten

⁴ Diese Messungen wurden von Frau M. L. BECKER und Herrn H. GORSKI ausgeführt.

Typs durchgeführt. Über die erhaltenen Resultate wird an anderer Stelle berichtet werden.

Es ist zu hoffen, daß sich die nach den ISO-Richtlinien von verschiedenen Stellen bestimmten Hörschwellen nicht beträchtlich unterscheiden, so daß in absehbarer Zeit eine Einigung über eine international gültige Bezugsschwelle für Audiometer erzielt werden kann.

Die Verfasser danken Herrn Prof. Dr. M. GRÜTZMACHER für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit und Herrn Dipl.-Phys. P. BOCKER sowie den Angehörigen des Laboratoriums für Schallübertragung und akustische Normale für ihre Hilfe bei diesen Untersuchungen. Sie danken ferner den Angehörigen der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, die sich für die Hörschwellenbestimmungen als Versuchspersonen zur Verfügung gestellt haben.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft wird für die finanzielle Unterstützung der Arbeit gedankt.

(Eingegangen am 8. August 1958.)

Schrifttum

- [1] SIVIAN, L. J. und WHITE, S. D., J. acoust. Soc. Amer. **4** [1953], 288.
- [2] STEINBERG, J. C., MONTGOMERY, H. C. und GARDNER, M. B., J. acoust. Soc. Amer. **12** [1940], 291.
- [3] DADSON, R. S. und KING, J. H., J. Laryngol. and Otol. **66** [1952], 366.
- [4] WHEELER, L. J. und DICKSON, E. D. D., J. Laryngol. and Otol. **66** [1952], 379.
- [5] GLORIG, A., QUIGGLE, R., WHEELER, D. E. und GRINGS, W., J. acoust. Soc. Amer. **28** [1956], 1110.
- [6] CHAVASSE, P. und LEHMANN, R., Acustica **7** [1957], 132.
- [7] CORSO, J. F., J. acoust. Soc. Amer. **30** [1958], 14.
- [8] BERANEK, L. L., Acoustic measurements. J. Wiley & Sons, New York 1949, S. 369.
- [9] American Standards Association, Z 24.5 — 1951, Audiometers for General Diagnostic Purposes.

Buchbesprechung

Lexikon der Hochfrequenz-, Nachrichten- und Elektrotechnik, herausgegeben von C. RINT. Verlag Technik, Berlin, und Porta Verlag, München 1958. Band 3: K—Q, VIII, 876 Seiten, zahlreiche Bilder, DIN C6, gebunden DM 28,75.

Neben den ersten beiden Bänden ist nun auch der dritte Band dieses von C. RINT herausgegebenen Lexikons erhältlich. Der vierte Band mit den Stichworten von Q bis Z und der fünfte Band, der das Werk zu einem lexikalischen Wörterbuch erweitert, erscheint noch im Sommer dieses Jahres, so daß in Kürze das gesamte Lexikon vorliegen wird.

Band 3 enthält wiederum allein etwa 4000 Stichworte mit den entsprechenden Definitionen und prägnant formulierten Erläuterungen — eine wahre Fundgrube für den Suchenden. Über 400 Abbildungen, eine große Zahl an Tabellen und angefügte Literaturhinweise vervollständigen in geschickter Auswahl den Text.

Dieses vielseitige sich nicht nur auf die Hochfrequenz-, Nachrichten- und Elektrotechnik beschränkende Lexikon vermag eine Lücke auszufüllen, die durch das ungeheure rasche Wachstum gerade dieser Wissensgebiete und den damit verbundenen neuen Begriffsbildungen und Fachausdrücken entstanden ist. Der Reichtum des Inhalts, die exakte Darstellung und das handliche Format machen es leicht, dieses Lexikon wärmstens zu empfehlen. O. WEIS

KURVEN GLEICHER LAUTSTÄRKE MIT OKTAV-GEFILTERTEM RAUSCHEN IM DIFFUSEN SCHALLFELD

VON L. CREMER, G. PLENKE und D. SCHWARZL

Mitteilung aus dem Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung,
Berlin-Charlottenburg

Zusammenfassung

Nach einer einleitenden Übersicht über den Begriff der Lautstärke und die damit zusammenhängenden Meßverfahren wird eine Schaltungsanordnung zur Messung der Kurven gleicher Lautstärke mit oktavgefiltertem Rauschen angegeben und beschrieben. Das Meßverfahren wird diskutiert. Insbesondere wird auf die Verhaltensweise der Personen bei der Messung eingegangen. Nach den gemessenen Kurven im diffusen Schallfeld, die im Mittel einen Abfall um 3 dB je Oktave aufweisen, wird ein „Geräuschpegelmesser“ diskutiert.

Summary

After an introduction on the definition of loudness and its measurement, an apparatus for measuring curves of equal loudness with noise passed through octave filters and the mode of operation of the equipment is described. Especially the behaviour of the persons taking part is discussed. The possibility of introducing a “noise level meter” with data taken in a diffuse sound field, which show a fall of about 3 dB per octave, is also discussed.

Sommaire

Après une introduction sur la définition de niveau de force sonore et sur les procédés de mesure correspondants, on décrit un montage pour relever les courbes d'égal niveau de force sonore avec des bruits filtrés par octave. On discute le procédé de détermination, en indiquant en particulier le comportement des sujets soumis à l'essai. On reproduit les courbes relevées dans un champ sonore diffus, qui présentent en moyenne un affaiblissement de 3 dB par octave et on étudie un appareil de mesure du niveau de bruit.

1. Veranlassung der vorliegenden Untersuchungen

Die quantitative Kennzeichnung von Geräuschen und die Festlegung von jeweils höchstzulässigen Werten erfolgt zur Zeit nach zwei Methoden.

Die erste, ältere besteht in der Messung eines gegebenen Schallpegels mit Hilfe eines über den gesamten hörbaren Bereich wirkenden Empfangssystems, welches die einzelnen Frequenzgebiete nach Möglichkeit so bewerten soll, wie das durch das Ohr geschieht. Dieses Gerät führt in Amerika die Bezeichnung „sound level meter“, wäre also eigentlich in „Schallpegelmesser“ zu übersetzen. In Deutschland ist diese Bezeichnung üblich für ein Meßgerät, das im Bereich der vorhandenen oder nur interessierenden Frequenzanteile alle Frequenzen gleich bewertet. Da bei dem eingangs erwähnten Meßgerät für die Stärke von Geräuschen die Kurven gleicher Lautstärke der Frequenzbewertung zugrunde gelegt sind, wird es in Deutschland als DIN-Lautstärkemesser bezeichnet, und seine Angaben erhalten den Zusatz „DIN-phon“ [1].

Der DIN-Lautstärkemesser und die durch ihn gegebene Kennzeichnung des jeweiligen Geräusches durch eine einzige Zahl hat zweifellos den Vorteil großer Einfachheit. Diese Einfachheit wird leider an einer Stelle verlassen. Der DIN-Lautstärkemesser wurde aus der Forderung heraus entwickelt, die Lautstärke reiner Töne im ebenen fortschreitenden

Schallfeld anzuzeigen. Nun sind aber die so ermittelten Kurven gleicher Lautstärke abhängig vom jeweiligen Lautstärkepegel. Um die Amplitudenabhängigkeit des Frequenzganges einigermaßen zu berücksichtigen, einigte man sich international auf drei verschiedene Bewertungskurven, die je nach Pegel einzuschalten sind. Dies bringt jedoch den großen Nachteil mit sich, daß — insbesondere bei tiefen Frequenzen — je nach der eingeschalteten Bewertungskurve sich verschiedene Anzeigen ergeben. Man versuchte, die dadurch für den Ablesenden sich ergebende Unsicherheit zunächst durch die Regel auszuschalten, daß jeweils der höhere Wert maßgebend sei. Man bewertete im Sinne der Lärmbekämpfung Geräusche lieber zu hoch als zu niedrig. Neuerdings wurde dieses Prinzip verlassen. Die drei Kurven gelten vielmehr als gleichberechtigt. Es muß jedoch bei jedem Meßergebnis angegeben werden, mit welcher Kurve es gewonnen ist. Dabei wurde vorgeschlagen, die Kurven mit A, B und C zu bezeichnen und den jeweils gemessenen Pegelwert mit dB_A , dB_B und dB_C .

Es ist sehr fraglich, ob diese Erschwerung wirklich lohnt. Einmal interessiert die Geräuschemessung hauptsächlich bei größeren Lautstärkepegeln, weshalb bereits eine Kurve fallen könnte. Darüber hinaus ist aber zu sagen, daß diese Unterteilung in verschiedene Bewertungsbereiche nur für einzelne reine

Töne gilt. Sobald aber eine Mehrzahl von Tönen oder ein breitbandiges Geräusch vorliegt, kann sich die einzustellende Bewertungskurve nur nach dem Gesamtpegel richten. Dabei kann sehr wohl eine Komponente mit einer Kurve bewertet werden, die für einen viel höheren Pegel gilt, als er für diese Komponente in Frage kommt.

Die Tatsache, daß ein solches Gerät die einzelnen Frequenzgebiete nicht, wie es das Ohr tut, getrennt bewerten kann, äußert sich aber in einer viel größeren Diskrepanz zwischen so gemessener und wahrer Lautstärke. Diese Diskrepanz läuft darauf hinaus, daß die DIN-Lautstärke um so mehr unter der wahren Lautstärke liegt, je breitbandiger das Geräusch ist [2].

Bei der zweiten Methode hat man sich daher immer wieder bemüht, eine wahre Bildung der Lautheit aus Summen von Lautheiten einzelner Frequenzgebiete zu bilden ([3] bis [9]). Diese Bemühungen haben aber bisher nur zu relativ mühsamen Rechenvorschriften, jedoch nicht zu einem Gerät geführt, das im wahrsten Sinne des Wortes für Messungen in Verkehr und Betrieb noch tragbar wäre.

Dagegen hat es sich eingebürgert, neben der Angabe der DIN-Lautstärke bei stationären Geräuschen ein Pegel-Oktav-Spektrum aufzunehmen. Apparativ bedeutet das nur die Einschleifung von Oktavsieben in den Übertragungsweg des DIN-Lautstärkemessers, wobei gleichzeitig die Bewertungskurve im Sinne eines Schalldruckpegelmessers durch eine Gleichbewertung aller Frequenzen ersetzt wird.

Liegt ein solches Pegel-Oktav-Diagramm vor, so kann die Frage der Zulässigkeit auch entschieden werden durch Vergleich der gemessenen Kurve mit einer Sollkurve. Von diesem Verfahren wird insbesondere in der Bauakustik bei der Bestimmung des Trittschallschutzes von Decken Gebrauch gemacht [10]. Die Sollkurve berücksichtigt dort nicht nur die unterschiedliche Empfindlichkeit des Ohres gegen über tiefen und hohen Frequenzgebieten. Sie wäre, wenn sie nur dies täte, dennoch willkürlich, da ja das anregende Hammerwerk eingeht. Sie berücksichtigt vielmehr auch die Tatsache, daß es viel leichter ist, hohe Frequenzgebiete zu bekämpfen, als niedrige.

Außerdem verlangt die Zulässigkeit nicht, daß die gemessene Kurve überall unter der Sollkurve liegt. Es wird vielmehr eine mittlere Überschreitung von 2 dB zugelassen, wobei die Unterschreitungen nicht kompensierend wirken, sondern nur als Nichtüberschreitung gewertet werden. Dieses Prinzip hat den Vorteil, daß die Frage der Zulässigkeit stets von mehreren Meßpunkten abhängig ist, und somit die geringe Genauigkeit akustischer Messungen nicht allzu stark ins Gewicht fällt.

Aber auch auf anderen Gebieten sind Vergleichskurven vorgeschlagen worden, um aus deren Über-

schreitungen im Pegel-Oktav-Diagramm die Zulässigkeit oder Nichtzulässigkeit eines Geräusches festzulegen. Hierbei ist vielfach sogar die Überschreitung bei nur einer Frequenz als unzulässig angesehen worden. Auch bei diesen Kurven brauchte man nicht nur auf die Eigenschaften des Ohres Rücksicht zu nehmen. Man könnte auch hier den jeweiligen Stand der Technik berücksichtigen, würde dann allerdings für jedes Anwendungsgebiet eine besondere Sollkurve erhalten.

In einem Bericht, den L. CREMER und E. LÜBCKE [11] vor dem Arbeitsausschuß „Lautstärke und Geräuschmessungen“ über Normkurven für die Geräuschklassifizierung gaben, wurde daher vorgeschlagen, wenigstens eine allgemeine Kurve auf der Basis der Kurven gleicher Lautstärke festzulegen. Es wurde zugleich betont, daß hierfür die bekannten Kurven gleicher Lautstärke nicht geeignet sind; und zwar sowohl weil sie mit reinen Tönen, als auch weil sie im ebenen, von vorn auf den Beobachter zulaufenden Schallfeld unter bestimmten Einfallswinkeln gewonnen waren. Dieser Grenzfall wird aber bei der Geräuschbekämpfung viel seltener auftreten als der eines statistisch auf alle Frequenzen und Raumrichtungen gleichmäßig verteilten Geräusches.

Dabei braucht es sich nicht nur um weißes Rauschen zu handeln, bei dem der Energieanteil je Hz gleich ist. Es kann vielmehr angenommen werden, daß alle Geräuschspektren, bei denen der Abfall der Pegel über der Frequenz weniger steil ist als die entsprechende Filterung im Ohr, in nahezu gleicher Weise vom Ohr bewertet werden.

Es wurde daher von den obengenannten Referenten als wünschenswert erachtet, die Kurven gleicher Lautstärke mit oktavgefiltertem Rauschen einmal zu messen. In der Sitzung vom 28. Mai 1956 wurde von L. CREMER bereits über die ersten Versuchsreihen berichtet, die im kleinen Hallraum der akustischen Abteilung des Heinrich-Hertz-Instituts, also im diffusen Schallfeld, durchgeführt worden waren. Diese litten jedoch leider sehr unter apparativen Mängeln und den im Hause vorhandenen Maschinengeräuschen.

Inzwischen wurden die Versuche im Hallraum des akustischen Prüfstandes des Instituts für Technische Akustik der Technischen Universität Berlin-Charlottenburg unter günstigeren Bedingungen und mit einer wesentlich verbesserten Apparatur durchgeführt, so daß die Untersuchungen nunmehr als abgeschlossen gelten können.

Außerdem ist auch eine Kurve gleicher Lautstärke mit gefiltertem Rauschen im diffusen Schallfeld von S. S. STEVENS [9] gemessen worden. S. S. STEVENS hat in seiner Veröffentlichung eine ebensolche Messung von F. G. TYZZER mitverwertet. — Schließlich wur-

den inzwischen derartige Vergleichsmessungen auch im Institut für Elektro- und Bauakustik der Technischen Hochschule Dresden von G. JAHN durchgeführt, wovon wir freundlicherweise Mitteilung über Teilergebnisse erhielten [12]. Da uns der abschließende Bericht noch nicht vorliegt, enthält dieser Bericht noch keine Gegenüberstellung der Ergebnisse.

2. Die Durchführung der Versuche

2.1. Das Meßverfahren

Die Kurven gleicher Lautstärke mit reinen Tönen wurden ermittelt, indem man im ebenen Schallfeld abwechselnd den Bezugston und den zu vergleichenden Ton auf beide Ohren gab. Die Testperson hatte dann den zu vergleichenden Ton entweder so einzustellen, daß er gleichlaut dem Bezugston war, oder daß der zu vergleichende Ton „lauter als“ bzw. „leiser als“ der Bezugston war. Beide Verfahren sind möglich, doch ist das letztgenannte zweckmäßiger. Die Einstellung auf „lauter als“ und auf „leiser als“ ermüdet die Versuchsperson weniger als die Einstellung auf „gleichlaut“. Wird jetzt diese Meßmethode für die Ermittlung der Kurven gleicher Lautstärke mit oktav-gefiltertem Rauschen angewandt, so muß, um dem Lautstärkebegriff gerecht zu werden, jede Oktave mit einem 1000-Hz-Ton als Bezugston verglichen werden. Es ist jedoch äußerst schwierig, zwei Schallereignisse verschiedenen Charakters, wie sie ein reiner Ton gegenüber gefiltertem Rauschen darstellt, subjektiv zu vergleichen. Deshalb wurde der Bezugston von 1000 Hz durch terzgefiltertes Rauschen um 1000 Hz ersetzt.

Die Terz um 1000 Hz entspricht nach R. FELDTKELLER und E. ZWICKER [7] einer Frequenzgruppe an dieser Stelle des hörbaren Bereichs. Dadurch ist es eventuell möglich, die erhaltenen Meßergebnisse in die Lautstärke-Berechnungsmethode von R. FELDTKELLER und E. ZWICKER einzubauen, um neue Aussagen über die Verhaltensweise des Ohres bei Geräuschen zu machen.

Jede einzelne Messung begann mit einer möglichst genauen Unterrichtung der Versuchsperson über Sinn und Zweck der Versuche, und über die Aufgabenstellung für die Versuchsperson während der Messung. Die verschiedenen Geräusche wurden der Versuchsperson vorgestellt; vor allem wurde der Versuchsperson Gelegenheit gegeben, das terzbreite Rauschen um 1000 Hz – als für die ganze Dauer der Messung bleibendes Vergleichsrauschen – längere Zeit zu hören und sich einzuprägen.

Es wurde dann abwechselnd für kurze Zeit das Terzrauschen und ein oktavbandbreites Rauschen mit der Mittenfrequenz 1000 Hz dargeboten, dessen Pegel langsam stufenweise gesenkt wurde. Die Regelung erfolgte jeweils zu der Zeit, zu der das Ok-

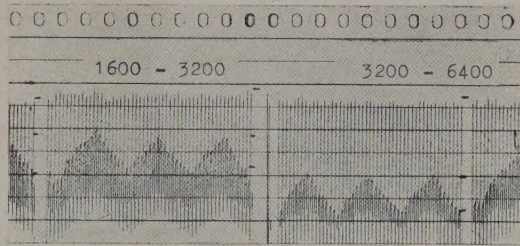


Bild 1. Beispiel eines zur Auswertung benutzten Pegelschreiber-Diagrammes.

tavrauschen nicht zu hören war. Während der Darbietung blieb der Pegel konstant. Die Versuchsperson hatte nun die Aufgabe, dann ein Signal zu geben, wenn sie den Eindruck hatte, das Oktavrauschen sei leiser als das Terzrauschen. Danach wurde der Pegel des Oktavrauschens wieder erhöht, bis die Versuchsperson ein weiteres Signal gab zum Zeichen, daß nunmehr das Oktavrauschen lauter sei als das Terzrauschen. Anschließend wurde der Pegel wieder gesenkt und so fortfahrend der Punkt des wahrscheinlichen Eindrucks des „gleichlauten“ insgesamt dreimal umfahren.

Registriert man auf einem Pegelschreiber die Maxima und Minima, so kann man aus ihnen bei einer späteren Auswertung den Pegel, bei dem die beiden Rauschen wahrscheinlich als „gleichlaut“ empfunden wurden, ermitteln (Bild 1).

Nach der siebenten Umsteuerung der Regelungsrichtung des Pegels des Oktavrauschens durch die Versuchsperson (3. Minimum) wurde eine Pause eingefügt und anschließend wurden die weiteren Punkte einer Kurve – Mittenfrequenzen der übrigen Oktavbänder – jeweils mit kurzen Pausen auf die gleiche Art ermittelt. Dabei wurde die Reihenfolge der Meßpunkte so gewählt, daß jeweils von der Terz um 1000 Hz ausgehend zuerst nach hohen Frequenzen und anschließend nach den tiefen Bereichen fortgeschritten wurde. Je nach Sicherheit des Urteils der Versuchsperson wurden ein oder mehrere Meßpunkte wiederholt.

Als mögliche Dauer für die Darbietung der einzelnen Schallereignisse wurde bei dem von uns benutzten Verfahren im diffusen Schallfeld (Hallraum) eine Zeit von 1,5 bis 2 s ermittelt. Außerdem mußte zwischen den einzelnen Signalen eine kurze Pause von etwa 0,5 bis 1 s eingefügt werden, damit die verschiedenen Rauschen nicht durch den Nachhall ineinander übergehen.

Die Gesamtzeit zwischen den einzelnen Umschaltungen von etwa 2 bis 3 s ist ein Kompromiß zwischen der Zeit, die die Versuchsperson braucht, um die Lautstärke eines dargebotenen Rauschens mit Sicherheit zu erkennen, und der Zeit, die gerade noch zulässig ist, damit die Versuchsperson bei dem

darauffolgenden Vergleich des nächsten Rauschens mit dem vorangegangenen dessen Lautstärke noch im Gedächtnis hat.

Die günstigste Zeit innerhalb dieses Zeitraumes mußte für jede Versuchsperson zu Beginn der Messung ermittelt werden.

Auf diese Weise dauerte die Aufnahme einer Kurve etwa 15 bis 20 Minuten. Danach war in der Regel die Aufnahme- und Konzentrationsfähigkeit der Versuchsperson so weit erschöpft, daß eine längere Pause eingefügt werden mußte. Nach der Aufnahme von weiteren zwei Kurven mußten die Messungen beendet werden. Es konnten also in einer Sitzung jeweils nur drei Kurven ermittelt werden. Die Gesamtmessung wurde vorwiegend in zwei Sitzungen unterteilt. Bei der ersten wurden die Kurven 70, 80 und 90 dB, bei der zweiten die Kurven 50 und 60 dB aufgenommen. Die Messungen bei 50 und 60 dB konnten nur während der Nachtstunden erfolgen; am Tage betrug der Störpegel im Hallraum bis zu 50 dB. Für die Nachtstunden war die Gefahr der Ermüdung natürlich besonders groß. Ihr konnte wenigstens teilweise begegnet werden, indem die Messung auf die Aufnahme von zwei Kurven beschränkt wurde.

2.2. Diskussion des Meßverfahrens und der Verhaltensweisen der Versuchspersonen

Mit einer solchen Messung wird der Versuch unternommen, die Frage zu beantworten, ob die Aufnahme eines Schallreizes bestimmter Art und seine Weiterverarbeitung einer erkennbaren Gesetzmäßigkeit unterliegt und — gegebenenfalls — worin diese besteht; ob sie an ein Individuum gebunden ist oder Allgemeingültigkeit besitzt.

Nur in seltenen Fällen besteht die Möglichkeit, die Wirkung eines physischen Vorganges direkt qualitativ und quantitativ zu bestimmen — etwa in der Form, daß eine unbewußte direkte körperliche Reaktion auf einen Reiz meßbar ist — vielmehr ist man meist gezwungen, den Menschen als ein mehr oder weniger verzerrendes und in seiner Anzeige verschlüsseltes „Meßinstrument“ miteinzusetzen.

Werden darüber hinaus nicht nur unbewußte Reaktionen des Menschen ausgewertet, sondern seine Fähigkeit, das Bewußte zu erkennen und in Worten oder durch Abgabe von Zeichen anderen zu offenbaren, so tritt eine weitere psychisch bedingte Transformation dieses „Meßergebnisses“ ein.

Eine Messung, wie die hier durchgeführte, hat demnach zwei prinzipielle Fehlerquellen:

1. Die Unsicherheit der physischen Reaktion bzw. ihre Variationsbreite.

Wenn es gelingt, Personen mit von der Norm abweichendem Hörvermögen von der Teilnahme auszuschließen, so ist der Fehler hinreichend klein und

etwa mit einer Meßgenauigkeit vergleichbar und kann mit den für eine Meßgenauigkeit aufgestellten Richtlinien berücksichtigt werden. (Es läßt sich allerdings nicht immer mit Sicherheit erkennen, ob die Versuchsperson überhaupt tauglich ist, d. h., ob es sich um einen normal Hörenden handelt, oder ob eventuell durch Krankheit die Hörfähigkeit gemindert oder verändert ist.)

2. Die psychisch bedingte Veränderung der primären Reaktion.

Dieser Fehler kann in seinen Auswirkungen so unübersehbar und in seiner Stärke so verschieden sein, daß man gezwungen ist, die Versuchsperson daraufhin laufend zu beobachten, bzw. den Ablauf der Messung auch apparativ so einzurichten, daß der Versuchsleiter seine Aufmerksamkeit darauf verwenden kann.

Auf die am häufigsten beobachteten Fehler sei im folgenden näher eingegangen.

1. Bei einem Vergleich des Terzrauschens mit einem in der Frequenz naheliegenden Oktavrauschen wird häufig von der Versuchsperson die tatsächliche Pegeländerung des Oktavrauschens dem Terzrauschen zugeschrieben in dem Sinne, daß z. B. bei einem Leiserwerden des Oktavrauschens die Versuchsperson meint, das Terzrauschen werde lauter und der Pegel des Oktavrauschens bleibe konstant.

Es lag daher nahe, zu Beginn der Messung möglichst ungleiche Rauschen miteinander vergleichen zu lassen, damit sich die Versuchsperson besser einarbeitet.

Dem steht aber entgegen, daß der Vergleich von Lautstärken sehr verschiedener Geräusche anfänglich besonders ungeübten Personen so schwer fällt, daß die Ergebnisse unsicher werden.

2. Oft gelang es der Versuchsperson anfangs nicht, vernünftige Unterschiede zwischen „lauter als“ oder „leiser als“ das Terzrauschen zu machen. Meist waren die Abstände zwischen den Maxima und Minima zu klein, in seltenen Fällen zu groß. Bei der Anleitung der Versuchsperson wurde hier die Formulierung gebraucht, das Oktavrauschen müsse mit Sicherheit lauter oder leiser als das Terzrauschen sein.
3. Nach einer gewissen Zeit stellt sich die Versuchsperson darauf ein, daß jede Signalgabe mit einer Umkehrung der Pegeländerungsrichtung verbunden ist. Erfolgt nun die Regelung in stets gleichbleibenden kleinen Stufen, so entspricht die erste nach der Umkehrung eintretende Pegeländerung in der neuen Richtung nicht der unbewußt erwarteten, die viel größer ist. Das führt leicht dazu, daß die Versuchsperson meint, ihr Signal sei vielleicht nicht verstanden worden und an der Regelungsrichtung habe sich nichts geändert. Das Signal wird eventuell unnötig wiederholt und so eine schädliche Unruhe in den Ablauf der Messung gebracht.

4. Die Versuchsperson paßt sich im Laufe der Zeit dem Rhythmus des Ablaufs der Messung an. Das bezieht sich im wesentlichen auf folgende Punkte:

a) Die Umschaltfrequenz

Es wäre wünschenswert, ab und zu die Umschaltfrequenz zu ändern, um der durch die Gleichmäßigkeit bedingten Ermüdung entgegen zu wirken.

Aus oben genannten Gründen sind die Einzelzeiten für die Umschaltung jedoch so eng toleriert, daß man davon absehen und die Ermüdung in Kauf nehmen muß.

b) Der Rhythmus der Pegeländerung

Die Versuchsperson gewöhnt sich daran, daß z. B. nach fünf Umschaltungen das Oktavrauschen normalerweise zu laut oder zu leise geworden ist. Sie gibt ein Signal aus der Erfahrung, daß das Oktavrauschen eben zu laut oder zu leise geworden sein müsse und nicht auf Grund einer objektiven Bewertung.

Der normale Ablauf der Pegeländerung muß also zeitweilig unterbrochen oder verändert werden, jedoch nur so, daß eine Reaktion der Versuchsperson auf diese Änderung jederzeit übersehbar bleibt.

c) Die Folge der verschiedenen Oktavrauschen

Es hat sich gezeigt, daß es nicht gut ist, von der oben erwähnten Reihenfolge der Meßpunkte abzugehen, vielmehr empfiehlt es sich, zu Beginn jedes Meßpunktes der Versuchsperson das neue Rauschen mit einem nicht vorhersehbaren Pegel darzubieten (entweder viel zu laut oder viel zu leise) und sie zu zwingen, erst einmal nach dem ungefähren Bereich des etwa gleich lauten zu suchen. Bietet man der Versuchsperson das neue Rauschen in einem Bereich an, der möglicherweise der richtige sein könnte, so wird er von der Versuchsperson kritiklos übernommen.

Für die Reihenfolge der Aufnahme hat sich als günstig herausgestellt:

für die Tagessitzung: 80, 70, 90 dB,

für die Nachtsitzung: 60, 50 dB.

Einheitlich für alle Messungen gilt es, stets einen Weg einzuschlagen, der einerseits die Gefahr der Gewöhnung in oben gezeigter Form ausschließt, andererseits noch soviel Gesetzmäßigkeit zuläßt, daß die Versuchsperson nicht verwirrt wird, ohne zu ermüden.

5. Die Versuchsperson soll optisch möglichst unbeeinflusst bleiben und sich in einer neutralen Umgebung befinden. Neue und fremdartige Eindrücke lenken ab.

Ein bequemer Sessel, ein Tisch und eine gemütliche Lampe, die nur die Versuchsperson und ihre nächste Umgebung beleuchtet, den übrigen Raum jedoch im Dunkeln läßt, schaffen eine möglichst häusliche Atmosphäre.

6. Die verschiedenen Rauschen bekommen besonders bei tiefen Frequenzen im Wechsel mit dem Terz-

rauschen einen schnarchenden Charakter und begünstigen alle möglichen Assoziationen. Dies trifft auch für die Rauschen zu, die die Versuchsperson an irgendwelche Erlebnisse (z. B. Windgeräusche während einer Bahnfahrt oder ähnliches) erinnern.

Dies kann soweit gehen, daß die Versuchsperson ihre Umgebung und die ihr gestellte Aufgabe völlig vergißt oder einschläft.

7. Manche Versuchspersonen erleichtern sich ihre Aufgabe durch irgendwelche Vorstellungen, die sie mit den Rauschen oder dem Ablauf der Rauschen verbinden.

Dies sei an zwei Beispielen erläutert:

a) Denkt man sich für die beiden zu vergleichenden Rauschen je ein Wesen oder Gegenstand als Erzeuger des Rauschens, so kann man sich vorstellen, mit Leiser- oder Lauterwerden des ausgesendeten Schalles wandere die Schallquelle im Raum.

Je nachdem, ob die Schallquelle des Oktavrauschens vor dem inneren Auge des Lauschenden näher oder entfernter als die Schallquelle des Terzrauschens erscheint, kann er annehmen, das Rauschen sei leiser bzw. lauter.

b) Denkt man sich zu den Rauschen eine Musik, die im Zweiviertel- oder Zweihalbe-Takt geschrieben sei, so kann man jeweils einem Takt zwei nacheinanderfolgende Rauschen zuordnen, wobei der schwere Takteil auf das lautere und der leichte Takteil auf das leisere Rauschen falle.

Wird nun das bisher leisere Rauschen das lautere, so tritt im Ablauf der Musik durch den Wechsel der Betonung ein „Phasensprung“ ein; es fehlt plötzlich ein halber Takt.

Dies ist eine höchst empfindliche Reaktion, deren Zeitpunkt genau angebbar ist. Nimmt man weiter an, daß dieser Zeitpunkt mit dem Empfinden für „lauter als“ oder „leiser als“ das Terzrauschen identisch ist und gibt man jeweils in diesem Augenblick das geforderte Signal, so braucht man sich nicht mehr auf ein Lauter- oder Leiserwerden zu konzentrieren, vielmehr nur auf die innerlich vorgestellte Musik zu achten.

Wieweit solche Eselsbrücken zulässig sind oder nicht, bleibe dahingestellt.

Die Zahl der Personen, die an einer solchen Meßreihe teilnehmen können, war durch die Möglichkeiten unseres Instituts begrenzt.

Es wurde auch mehr Gewicht darauf gelegt, mit einer geringeren Zahl von Personen möglichst genaue Messungen zu erhalten, als eine große Zahl von Einzelergebnissen zusammenzutragen. Teilgenommen haben Mitglieder des Instituts, Studenten, denen die Teilnahme im Rahmen ihrer Ausbildung oblag, und Freunde und Bekannte der Versuchsleiter, die sich freundlicherweise zur Verfügung gestellt hatten.

Je nach der Herkunft der Teilnehmer waren einige Besonderheiten zu beachten.

Mitglieder des Instituts waren zwar meist vertraut mit der Problemstellung und den bei dem Test geübten Praktiken, jedoch auf Grund ihres Wissens um das voraussichtliche Ergebnis oft voreingenommen.

Studenten ist die zusätzliche Übung oft lästig, sie wollen möglichst schnell fertig werden im Gegensatz zu den Teilnehmern aus der letztgenannten Gruppe, bei denen es manchmal galt, den Eifer etwas zu dämpfen.

Musikalisch geschulte Personen waren die schärfsten und in ihrem Urteil unbeirrbarsten Beobachter. Medizinisch geschulte oder mit den Schwierigkeiten elektroakustischer Anlagen vertraute Teilnehmer konnten sich oft auf die ihnen gestellte Aufgabe nicht konzentrieren; erstere, weil sie aus physiologischen Erwägungen den Messungen überhaupt ihre Berechtigung absprachen, letztere, weil bei ihnen die Kritik an der Apparatur und das Suchen nach einem Anhaltspunkt für eine Kritik die Konzentration auf die gestellte Aufgabe nicht zuließ.

3. Die Apparatur

Die schematische Anordnung der einzelnen Geräte zeigt Bild 2.

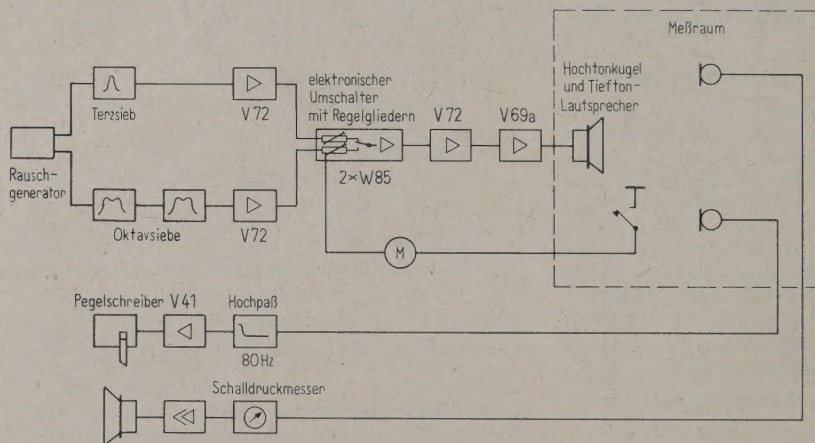


Bild 2. Blockschaltbild der Meßanordnung.

Von einem Rauschgenerator, der weißes Rauschen liefert, werden zwei Spannungen abgenommen. Die eine wird über ein Terzsieb, das aus dem Gesamtrauschen die Terz von 900 bis 1120 Hz ausfiltert, über einen anschließenden Verstärker und ein Regelglied, einem elektronisch arbeitenden Umschalter zugeführt.

Aus der zweiten Spannung werden mit zwei hintereinander geschalteten Oktavsieben wahlweise die Oktaven

100 bis	200 Hz,
200 bis	400 Hz,
400 bis	800 Hz,
800 bis	1600 Hz,
1600 bis	3200 Hz,
3200 bis	6400 Hz,
6400 bis	12800 Hz

ausgesiebt, die wiederum über einen Verstärker und ein Regelglied dem oben erwähnten Umschalter zugeführt werden. Der elektronisch arbeitende Umschalter schaltet knackfrei eine der beiden Spannungen über einen weiteren Spannungsverstärker und einen Leistungsverstärker auf die im Meßraum untergebrachte Lautsprecherkombination.

Der im Meßraum erzeugte Schalldruck kann auf zwei Wegen gemessen werden. Einmal durch einen Schalldruckmesser (EZGN der Firma Rohde & Schwarz, München). Er erlaubt für die Aufnahme der einzelnen Kurven die Einstellung des Terzrauschens auf den geforderten Absolutwert. Der zweite Meßweg registriert die Abweichungen der Schalldrucke der Oktavrauschen vom Schalldruck des Terzrauschens. Er besteht aus Meßmikrophon, Hochpaß, Verstärker und Pegelschreiber. Das in den Weg des Oktavrauschens eingeschaltete Regelglied kann durch einen der Versuchsperson zugänglichen Druckknopf gesteuert werden.

Einzelheiten der Schaltung:

Die Umschaltung von einem Kanal auf den anderen Kanal erfolgt jeweils durch Unterdrückung eines Kanales mit Hilfe einer zusätzlichen hohen negativen Gittervorspannung.

Durch Verwendung geeigneter elektrischer Schaltglieder kann man erreichen, daß das Einsetzen und die Aufhebung der Sperre nicht plötzlich sondern weich erfolgen.

Die Daten für Frequenzgang und Klirrfaktor sind den für solche Geräte üblichen Werten angepaßt.

Daten für die Sperre:

Abfall um etwa 90 dB in 50 bis 100 ms
Anstieg auf U_{\max} in 50 bis 500 ms } wahlweise.

Die Umschaltung wird gesteuert durch die Kontakte c_1 und d_1 oder von Hand durch die Tasten T_3 und T_4 , die in der Arbeitsstellung verriegelt werden können (siehe Bild 3).

Für die Messungen hat es sich als notwendig erwiesen, dem Versuchsleiter alle mechanischen Arbeiten, vor allem die Regelung des Pegels des Oktavrauschens, nach Möglichkeit abzunehmen. Die Beobachtung der Versuchsperson erfordert die ganze Aufmerksamkeit des Versuchsleiters.

Es wurde eine zusätzliche Relaischaltung entwickelt, die folgendes leistet (siehe Bild 3):

1. Umschaltung von Kanal 1 auf Kanal 2, auf Kanal 1 usw. mit einzeln veränderlichen Zeiten von 0,5 bis 5 s Dauer.

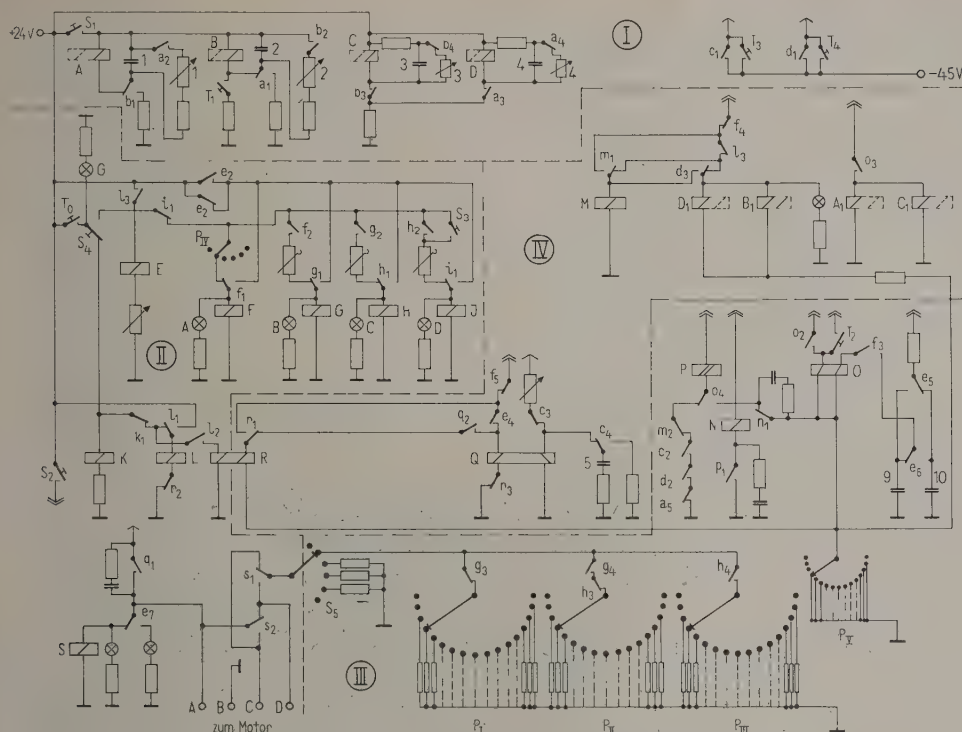


Bild 3. Die Relaissteuereinrichtung; I: automatisch steuernde Umschaltung,
II: Zähl- und Motor-Laufrichtungs-Umsteuerschaltung,
III: Motor-Geschwindigkeitsregelung,
VI: automatische Stillsetzung der Gesamtschaltung.

Die Umschaltung wird gesteuert von zwei Relais (A und B), die im Gegentakt arbeiten. Die Relais sind jeweils solange in Arbeitsstellung, bis sich die Kondensatoren 1 oder 2 über sie entladen haben. Während der Ruhestellung werden die Kondensatoren wieder aufgeladen. Die Entladung kann über zusätzliche Widerstände (3, 4) und über die Potentiometer 1 und 2 beschleunigt werden. Die Arbeitszeiten von A und B lassen sich so in den angegebenen Grenzen regeln.

2. Einfügen von Pausen zwischen den Umschaltungen mit einzeln veränderlichen Zeiten von 0,2 bis 2 s Dauer.

In Abhängigkeit von A und B arbeiten C und D. C und D sind abfallverzögert. Die Abfallverzögerung kann durch die Potentiometer 3 und 4 in den angegebenen Grenzen geregelt werden. Durch die Überlappung der Arbeitszeiten von C und D entstehen die Pausen zwischen den Zeiten, zu denen jeweils eine Röhre nicht gesperrt ist.

3. Automatische Regelung des einen Regelgliedes durch einen Motor. Die Regelung kann wahlweise in verschiedenen Stufen nach einem vorher festgelegten Plan durch eine Wählerabastung erfolgen.

Dadurch wird erreicht, daß nach einer Umkehrung der Regelungsrichtung durch die Versuchsperson der nächste Umkehrpunkt in zunächst

großen und in der Nähe des nächsten Umkehrpunktes kleinen Stufen angesteuert wird.

Dies bringt drei Vorteile:

- a) Es wird Zeit gespart.
Der nächste Umkehrpunkt der Regelungsrichtung wird so rasch wie möglich erreicht.
- b) Durch die kleinen Stufen in der Nähe des nächstfolgenden Umkehrpunktes wird die Genauigkeit der Angabe des jeweiligen Maximums oder Minimums gefördert, bzw. verhindert, daß durch zu große Stufen der tatsächliche Eindruck des „lauter als“ oder „leiser als“ das Terzrauschen überfahren wird.
- c) Große Schritte in der Pegeländerung nach der Signalgabe verhindern den oben erwähnten Irrtum der Versuchspersonen, die Regelungsrichtung habe sich nicht verändert.

Nutzt man bei der Wählerabastung noch die verschiedenen Bahnen des Wählers aus, so kann man, je nachdem ob ein Maximum oder Minimum zum ersten, zweiten oder dritten Mal erreicht wird, den Punkt mit einer für jede Situation optimalen Regel-Charakteristik ansteuern.

4. Automatische Umsteuerung der Regelungsrichtung durch das Signal der Versuchsperson.
5. Automatische Stillsetzung der gesamten Relais-schaltung und gleichzeitige Unterdrückung beider

Kanäle (Pause) nach wahlweise 6 oder 8 Umsteuerungen der Regelungsrichtung durch die Versuchsperson.

4. Messungen und ihre Ergebnisse

4.1. Ergebnisse im Hallraum mit oktavgefiltertem Rauschen

In ersten Versuchen sollten Erfahrungen bezüglich der Vergleichsmöglichkeiten verschiedener gefilterter Rauschen, der Größe des zulässigen Klirrfaktors, der Dauer einer Messung, Sicherheit der Apparatur und Verhaltensweisen der Versuchspersonen gemacht werden. Es ist für die Versuchsperson sehr schwierig, Filterbereiche zu vergleichen, die frequenzmäßig weit auseinander liegen. Um die bei Rauschen auftretenden großen Spitzenwerte nicht unzulässig zu verzerren, d. h. den Klirrfaktor unter 1,5% zu halten, durften alle Geräte nur mit -10 dB unter der maximal angegebenen Aussteuerung ausgesteuert werden.

4.1.1. Versuchsanordnung

Für die Messung im diffusen Schallfeld stand ein Hallraum mit dreieckförmigem Grundriß und schräger Decke zur Verfügung. Keine Raumbegrenzungsfläche war einer anderen parallel. Das Volumen des Hallraumes betrug 118 m^3 .

Für den Versuch ist es wichtig, daß alle Frequenzen im hörbaren Bereich eine möglichst gleiche Nachhallzeit haben. Es ist außerdem erforderlich, daß ein allseitig gleichmäßig verteiltes Schallfeld existiert.

In Bild 4 ist über dem Logarithmus der Frequenz die Nachhallzeit des unbehandelten und des behandelten Raumes aufgetragen. Der Anstieg der Nachhallzeit unter 100 Hz beim behandelten Raum interessiert nicht mehr, da die untere Grenzfrequenz der ersten zu vergleichenden Oktave 100 Hz betrug. Um eine möglichst wenig mit der Frequenz veränderliche Nachhallzeit und eine gute Diffusität zu erzielen, wurden abgestimmte Resonatoren für die tiefen Frequenzen und Lochplatten für die mittleren Frequenzen an den Begrenzungsflächen statistisch verteilt angebracht. Die Diffusität wurde jedoch meßtechnisch nicht näher erfaßt. Bei Beschallung des Raumes mit weißem Rau-

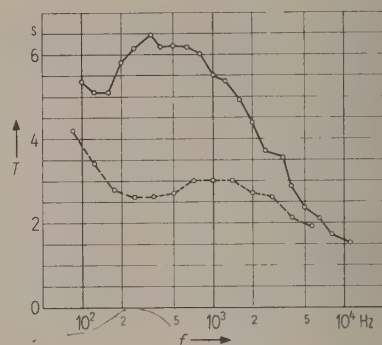


Bild 4. Nachhallkurve des zur Messung benutzten Raumes im unbehandelten (—) und im behandelten (---) Zustand.

schen ergaben sich in der Nähe des Meßortes nur Pegelschwankungen von ± 1 dB.

Zur Unterstützung der Diffusität durfte die Schallquelle keine ausgesprochene Richtwirkung haben. Als Tieftöner wurde ein Ecklautsprecher und als Hochtöner ein Polyeder mit 12 Systemen verwendet. Die Versuchspersonen saßen an einer willkürlich gewählten Stelle des Raumes. Es bestätigten alle Versuchspersonen, daß der Ort der Schallquelle nicht genau angebbar sei.

4.1.2. Ergebnisse

Im ganzen stellten sich 47 Personen für den Test zur Verfügung. Davon mußten 6 Personen ausgeschieden werden, da sie entweder ohrgeschädigt oder nicht in der Lage waren, Lautstärken zu vergleichen. Die Ergebnisse von 41 Personen wurden ausgewertet. Mit 6 Personen wurden die Kurven von 50 und 60 dB effektiven Schalldrucks des Terzrauschens um 1000 Hz , mit 27 Personen, die von 70, 80, 90 dB und mit 8 Personen die von 50 bis 90 dB gemessen.

Die mittlere quadratische Abweichung der eingestellten Pegel, errechnet nach der Beziehung

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \left(\sum_{i=1}^N L_i^2 - L_i \sum_{i=1}^N L_i \right),$$

betrug $\bar{s} = \pm 2,8 \text{ dB}$.

Tabelle I.

Kurven gleicher Lautstärke mit oktavgefiltertem Rauschen, Mittelwerte der Meßergebnisse in diffusem Schallfeld.

Oktaven	Terz um 1000 Hz				
	50 dB	60 dB	70 dB	80 dB	90 dB
100 bis 200 Hz	56,5 dB	65,7 dB	73,9 dB	81,7 dB	91,4 dB
200 bis 400 Hz	52,9 dB	62,4 dB	72,7 dB	81,0 dB	91,5 dB
400 bis 800 Hz	49,4 dB	59,5 dB	69,8 dB	77,9 dB	88,0 dB
800 bis 1600 Hz	46,2 dB	56,7 dB	67,0 dB	76,3 dB	85,9 dB
1600 bis 3200 Hz	40,0 dB	49,3 dB	61,0 dB	70,2 dB	79,0 dB
3200 bis 6400 Hz	38,0 dB	46,5 dB	60,0 dB	68,3 dB	76,7 dB
6400 bis 12800 Hz	35,5 dB	44,5 dB	56,5 dB	67,3 dB	75,9 dB

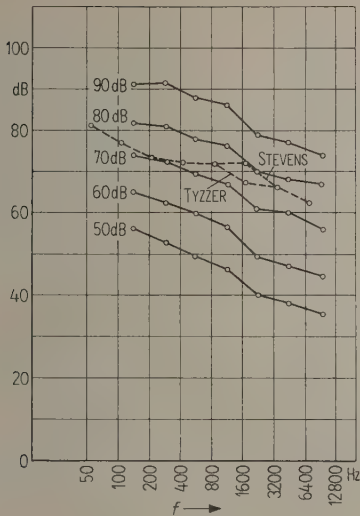


Bild 5. ——— Kurven gleicher Lautstärke mit oktavgefiltertem Rauschen im diffusen Schallfeld.
----- Kurve gleicher Lautstärke mit oktavgefiltertem Rauschen nach S. S. STEVENS und F. G. TYZZER für 73 dB.

Die Ergebnisse der Kurven gleicher Lautstärke mit oktavgefiltertem Rauschen im diffusen Schallfeld zeigt Bild 5 (in Tabelle I sind die erhaltenen Werte angegeben). Diese zeigen zunächst, daß sie einen wesentlich anderen Charakter haben als die bekannten Kurven gleicher Lautstärke, die mit reinen Tönen bei von vorn auf den Beobachter im schalltoten Raum zukommenden ebenen Wellen gefunden wurden. Alle fünf ermittelten Kurven laufen nahezu parallel. Eine Ausnahme bildet die Oktave von 100 bis 200 Hz mit der Mittenfrequenz 142 Hz bei 90 dB. Diese Oktave war mit der Terz um 1000 Hz nicht mehr eindeutig vergleichbar. Mit wenigen Ausnahmen machten die Versuchspersonen die Aussage, daß im Ohr Schmerzen auftreten. Damit wäre der eingetragene Punkt die Bewertung einer Schmerzgrenze und nicht mehr die Bewertung einer Lautstärke.

5. Diskussion der Ergebnisse

Bei den im Bild 5 zusammengefaßten Ergebnissen fällt insbesondere auf, daß bis zu der höchsten hier herangezogenen Meßfrequenz — der Oktave von 6400 bis 12800 Hz und der Mittenfrequenz von 9000 Hz — noch kein Wiederanstieg, d. h. keine Empfindlichkeitsabnahme des Ohres, zu beobachten war.

Dieses Ergebnis ist auch im Einklang mit der von S. S. STEVENS für einen Lautstärkepegel von 73 dB beobachteten Kurve, die in Bild 5 gestrichelt eingetragen ist.

Wenn diese Kurve im übrigen nicht parallel den hier gefundenen Kurven verläuft, so könnte das an

gewissen Abweichungen der Meßbedingungen liegen; es könnte aber auch als Hinweis auf den unvermeidlichen Streubereich derartiger Messungen aufgefaßt werden.

Auch hinsichtlich der Verwertung der hier gefundenen Kurven wird nicht vorgeschlagen, alle ihre Schwankungen im mittleren Abfall zu übernehmen, obschon sich einige von ihnen bei allen Pegeln wiederholen. Es erscheint vielmehr sinnvoll, das Ergebnis dahin zu vereinfachen, daß die Kurven im Meßbereich durch Geraden angenähert werden können, die mit 3 dB je Oktave abfallen. Diese Geraden sind in Bild 6 durch die Meßpunkte gelegt.

Sehr wesentlich ist nun, daß diese Geraden mit gleich guter Näherung auch als äquidistante Geraden eingezeichnet werden können, daß also im Rahmen der technisch hauptsächlich interessierenden Pegel keine Abhängigkeit der Bewertungskurven vom Lautstärkepegel berücksichtigt zu werden braucht.

Diese Tatsache legt es nahe, den bisher verwendeten DIN-Lautstärkemesser, dessen Vorzug seine Einfachheit ist, noch um einen weiteren wesentlichen Schritt zu vereinfachen, nämlich durch Beschränkung auf eine einzige Bewertungskurve. Nach den hier gefundenen Ergebnissen würde zudem diese Bewertungskurve wesentlich einfacher sein als die bisher üblichen, sie wäre im Bereich von 125 bis 9000 Hz durch eine mit 3 dB je Oktave fallende Gerade darstellbar.

Oberhalb und unterhalb dieser Frequenzen müßte allerdings der Frequenzbereich beschnitten werden.

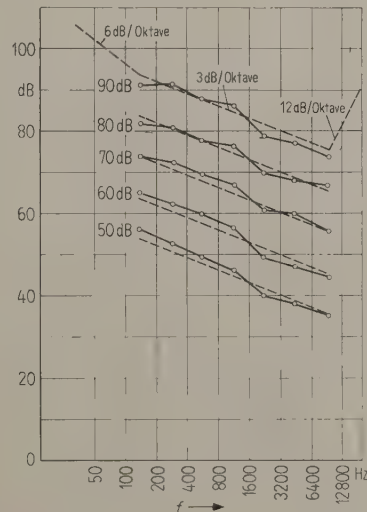


Bild 6. ——— Kurven gleicher Lautstärke mit oktavgefiltertem Rauschen im diffusen Schallfeld.
----- Näherung der Lautstärkekurven durch Geraden mit einem Abfall um 3 dB je Oktave und Vorschlag für die Frequenzbandbescheidung außerhalb des Meßbereiches.

Auch hierbei wird man zweckmäßig den Abfall der Empfindlichkeit durch einfache geradlinige Gesetze ausdrücken, schon im Hinblick darauf, daß eindeutige subjektive Meßergebnisse in diesen Grenzgebieten kaum zu erzielen sind.

Bei hohen Frequenzen hängt die Frage der ohrgemäßen Frequenzbeschneidung sicherlich sehr stark vom Alter der Versuchsperson ab. Dabei ist weder einzusehen, warum man sich ausschließlich auf junge, noch warum man sich ausschließlich auf ältere Leute beziehen sollte. Es sei daher als erste Richtlinie vorgeschlagen, hier mit einem Empfindlichkeitsabfall des Ohres von wenigstens 12 dB je Oktave zu rechnen, was sich in den geraden Linien des Bildes 6 in einem entsprechenden Anstieg äußern würde.

Unterhalb 125 Hz leidet die Meßgenauigkeit an der unvermeidlichen Bildung von Obertönen. Sicherlich wird man auch hier einen stärkeren Abfall der Empfindlichkeit annehmen müssen, als er 3 dB je Oktave entspricht. Nach den Messungen von S. S. STEVENS und F. G. TYZZER erscheint es angemessen, zunächst im Bereich von 125 nach 62 Hz die Empfindlichkeit um 6 dB fallen zu lassen, was wieder einen entsprechenden Anstieg gegen tiefe Frequenzen bei den Geraden des Bildes 6 bedeutet; darunter wird man schon aus apparativen Gründen einen noch stärkeren Abfall der Empfindlichkeit zulassen müssen und aus gehörmäßigen Gründen zulassen können.

Um die mit einem so bewertenden breitbandigen Pegelmessers festgestellten Pegel von den sogenannten DIN-Lautstärken zu unterscheiden, sei vorgeschlagen, sie einfach als „Geräuschpegel“ zu bezeichnen. Die Bezeichnung „Pegel“ sagt dabei sehr deutlich, daß die gemessenen Werte — wie ja auch die des DIN-Lautstärkemessers — dem Schalldruckpegel viel verwandter sind als der durch den subjektiven Vergleich mit dem 1000-Hz-Ton definierten Lautstärke. Als Bezugsdruck für diese Pegelangabe ist selbstverständlich wie beim Schalldruckpegelmessers und beim DIN-Lautstärkemessers der international definierte Schwellenwert mit $p_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ µbar einzusetzen.

Es besteht auch keine Notwendigkeit, die Geräuschpegelangaben anders zu bezeichnen als mit dB. Der Name „Geräuschpegel“ sagt genügend über Definition und Meßbedingung aus.

Der Name „Geräuschpegel“ sagt aber auch, daß das Meßgerät sich nicht eignet, die Lautstärke reiner Töne zu kennzeichnen, auch nicht die Kombination von reinen Tönen und Geräuschen.

In diesem Fall wird man, solange kein universelles und genügend einfaches Gerät existiert, auf das oben erwähnte Sollkurvenprinzip zurückgreifen. Die Meßergebnisse bieten hierfür als einfachstes Vergleichskurvennetz Geraden im Oktavpegeldiagramm an, die mit 3 dB von 125 bis 9000 Hz abfallen.

E. LÜBCKE [13] hat dargelegt, daß die Wahl derartiger Vergleichskurven auch aus anderen Erwägungen, insbesondere im Hinblick auf Gehörschäden, zweckmäßig ist.

Um nun das Aufzeichnen des Pegeloktav-Diagrammes zu ersparen, da ja letztlich doch nur diejenigen Oktavbereiche interessieren, welche das Feld der fallenden Geraden am meisten überschreiten, hat E. LÜBCKE [13] ferner vorgeschlagen, ein Gerät nach Art des oben vorgeschlagenen Geräuschpegelmessers mit Oktavsieben zu kombinieren. Diese Kombination stellt gegenüber der zur Zeit gebräuchlichen Kombination zwischen Oktavsieben und Schalldruckpegelmessern keine apparativen Vergrößerungen dar.

Vereinfacht man dabei das Vergleichskurvenprinzip dahin, daß der bei dieser Kombination auftretende Höchstwert entscheidend ist, braucht man nur die Oktaven einzeln zu messen und den Höchstwert abzulesen.

Schließlich sei erwähnt, daß entsprechende Messungen im ebenen Schallfeld bereits früher als die hier beschriebenen Messungen im diffusen Schallfeld im schalltoten Raum des Instituts durchgeführt wurden. Die Zahl der Versuchspersonen war gering. Die bei diesen Messungen benutzte Apparatur entsprach noch nicht den Anforderungen, die — wie sich aus den späteren Versuchen ergeben hat — gestellt werden müssen. Vor allem traten in dem benutzten Watteraum so starke Störgeräusche auf, daß die Lautstärkevergleiche zumindest bei tiefen Frequenzen in ihrem Ergebnis nicht eindeutig auswertbar waren.

Es sei jedoch bemerkt, daß die Tendenz der hierbei gewonnenen Kurven von den bekannten Kurven gleicher Lautstärke für reine Töne ebenfalls abweicht, indem sich bis 4000 Hz ein monotoner, aber schwächerer Abfall zeigt.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sprechen wir unseren verbindlichsten Dank dafür aus, daß sie uns die Möglichkeit gegeben hat, diese Versuche durchzuführen.

(Eingegangen am 15. September 1958.)

Schrifttum

- [1] DIN 5045, Ausgabe März 1957.
- [2] QUIETZSCH, G., Objektive und subjektive Lautstärkemessung. *Acustica* 5 [1955], Beiheft 1, 49.
- [3] FLETCHER, H. und MUNSON, W. A., Loudness, its definition, measurement and calculation. *J. acoust. Soc. Amer.* 4 [1932/33], 82.
- [4] THILO, H. G. und STEUDEL, U., Analyse von Geräuschen und ihr Zusammenhang mit der Lautstärke. *Wiss. Veröff. Siemens* 14 [1935], 78.
- [5] BERANEK, L. L., MARSHALL, J. L. und CUDWORTH, A. L., Calculation and measurements of the loudness of sounds. *J. acoust. Soc. Amer.* 23 [1951], 261.
- [6] MINTZ, F. und TYZZER, F. G., A loudness chart for octave band data of complex sounds. *J. acoust. Soc. Amer.* 24 [1952], 80.

- [7] FELDTKELLER, R. und ZWICKER, E., Über die Lautstärke von gleichförmigen Geräuschen. *Acustica* 5 [1955], 303.
- [8] CREMER, L. und SCHREIBER, L., Über die verschiedenen Darstellungsmöglichkeiten von akustischen Spektren. *Frequenz* 10 [1956], 201.
- [9] STEVENS, S. S., Calculation of the loudness of complex noise. *J. acoust. Soc. Amer.* 28 [1956], 807.
- [10] DIN 52 211.
- [11] CREMER, L. und LÜBCKE, E., Geräuschklassifizierung durch Vergleich gemessener Geräuschanalysen mit Normkurven. Bericht vom 21. 6. 55 im FANAK-Ausschuß Lautstärke und Geräuschmessung (wird demnächst in den VDI-Berichten veröffentlicht). Siehe auch LÜBCKE, E., Zur Geräuschmessung. *Frequenz* 12 [1958], 209.
- [12] JAHN, G., Kurven gleicher Lautstärke für Oktavbandpaßrauschen. Mitteilung aus dem Institut für Elektro- und Bauakustik der Technischen Hochschule Dresden. Direktor: Prof. Dr.-Ing. W. REICHARDT. Diese Ergebnisse wurden inzwischen als vorläufige Mitteilung vervielfältigt und auf der ISO-Tagung im Juli 1958 in Stockholm erstmalig verteilt.
- [13] LÜBCKE, E., Vortrag auf der VDI-Tagung, Stuttgart, April 1958 (wird demnächst in den VDI-Berichten veröffentlicht). Siehe auch LÜBCKE, E., Zur Geräuschmessung. *Frequenz* 12 [1958], 209.

MEASUREMENTS ON DAMPING MATERIALS SPRAYED ON STEEL TUBES

by C. BORDONE-SACERDOTE

Istituto Elettrotecnico Nazionale Galileo Ferraris, Torino, Italy

Summary

Some experiments are described, concerning tubes vibrating longitudinally, sprayed with damping materials. The results fit a simple theory, allowing the elastic parameters of the damping material and its efficacy when the metallic support is not completely sprayed to be calculated.

Sommaire

On décrit quelques expériences relatives à des tubes vibrant longitudinalement, traités avec des enduits plastiques. Les résultats s'accordent avec une théorie simple, qui permet de calculer les paramètres élastiques de l'enduit et son efficacité au cas où la structure métallique n'est que partiellement traitée.

Zusammenfassung

Es werden einige Versuche beschrieben, die an in Längsrichtung schwingenden, mit Dämpfungstoffen behandelten Rohren angestellt wurden. Die dabei erzielten Ergebnisse bestätigen eine einfache Theorie, die es ermöglicht, die Elastizitätsparameter des Dämpfungstoffes und seine Wirkung im Falle von nur teilweise behandelten Metallrohren zu errechnen.

1. Generalities

Different methods are employed for measuring the efficiency of damping materials: well-known is that established by the standard of the S.A.E. (Society of Automotive Engineers); the damping material is sprayed on a square plate 20" large, 1/4" thick, which is excited to vibrate at its fundamental mode, at a frequency of about 150 c/s.

Following a different method, described by OBERST [1], the damping material is sprayed on a steel strip 120 cm long, 3 cm wide and 0.09 cm thick, supported by three transverse threads, at the ends and in the middle, excited by flexural waves. Both these methods permit essentially measurements at low frequencies.

For measurements at higher frequencies, the same strip is clamped at one end, sunk in sand at the other end and excited by flexural progressive waves.

Here a method is described which employs a steel tube (in this case 90 cm long, 0.1 cm thick, having an external diameter of 2.4 cm), which vibrates

longitudinally. The measurements concern high frequencies: the fundamental is about 2800 c/s. This structure, vibrating for longitudinal waves, is very simple and facilitates the development of some particular problems.

This tube is supported by two transverse threads near its centre (it has been verified that the position of the supports does not affect the measurement appreciably). Experimentally we measure (as in the preceding methods) the resonance frequency and the conventional reverberation time T of the vibrating structure; for highly-damped tubes instead of T the width of the resonance curve (3 dB below the maximum).

In our experiments only the fundamental natural frequency has been considered: for a bare tube it is 2826 c/s.

2. Elastic parameters of a damping material

The elastic parameters of a damping material can be calculated from the data from measurements on bare and on sprayed tubes.

Taking into account the losses in the material, we give a complex representation of its elastic modulus, $E' + jE''$: the real part corresponding to the elastic behaviour of the material, the imaginary one indicating its losses. The subindex 1 affects the parameters of the steel, the subindex 2 those of the damping material; the parameters without subindex concern the sprayed tube.

The structure composed by the steel tube and the damping material is supposed to be homogeneous: hence the longitudinal strains are proportional. The elastic parameters of such a structure are then given by

$$E' + jE'' = \frac{s_1(E_1' + jE_1'') + s_2(E_2' + jE_2'')}{s_1 + s_2}, \quad (1)$$

where s_1 and s_2 indicate the transverse section of the metal tube and of the damping material respectively.

Separating the real and imaginary parts we get

$$E_2' = \frac{E'(1+x) - E_1'}{x}, \quad (2a)$$

$$E_2'' = \frac{E''(1+x) - E_1''}{x}, \quad (2b)$$

where $x = s_2/s_1$ is the ratio of the section of the damping material to that of the steel.

The elastic modulus E' of the structure and E_1' of the metal can be determined experimentally from the relationships

$$E' = 16 l^2 f^2 \rho, \quad E_1' = 16 l^2 f_1^2 \rho_1, \quad \rho = \frac{\rho_1 + x \rho_2}{1+x} \quad (3)$$

($2l$ is the length of the tube, f the fundamental resonance frequency, ρ the density). Eq. (2a) becomes then

$$E_2' = \frac{E_1'}{x} \left[\left(\frac{f}{f_1} \right)^2 \left(1 + x \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) - 1 \right]. \quad (4)$$

The imaginary component of the elastic modulus is determined from the relationship: $E'' = 2.22 E' / f T$ (T is the conventional reverberation time). The damping efficiency of a material can also be expressed by the parameter $\eta = E''/E' = 2.22/fT$.

In these experiments the bare tube shows a resonance frequency of 2826 c/s and a reverberation time of 12 s; the density of the metal is 7.76×10^3 kg/m³. From these data we get

$$E_1' = 20.1 \times 10^{10} \text{ N/m}^2,$$

$$E_1'' = 1.31 \times 10^6 \text{ N/m}^2,$$

$$\eta_1 = 0.655 \times 10^{-5}.$$

3. Measurements on damped tubes

With the purpose of checking the validity and the approximation of the hypothesis expressed by eq. (1), we examine different parameters as a function of x (thickness ratio).

From the relationship (3) concerning the real component of the elastic modulus we obtain

$$\left(\frac{f}{f_1} \right)^2 = \frac{x(E_2'/E_1') + 1}{x(\rho_2/\rho_1) + 1} \quad (5)$$

and from the ratio between eq. (2a) and (2b) we obtain for the imaginary components of the elastic modulus

$$\eta = \frac{\eta_2 x(E_2'/E_1') + \eta_1}{x(E_2'/E_1') + 1}. \quad (6)$$

Considering the behaviour of a damping coat, generally the thickness ratio x is small (a few units at most); the relative variation

$$(f_1 - f)/f_1 = \Delta f/f_1$$

is also small and eq. (4) can be written

$$\frac{f_1}{\Delta f} = \frac{2}{\frac{\rho_2}{\rho_1} - \frac{E_2'}{E_1'}} \left(\frac{1}{x} + \frac{\rho_2}{\rho_1} \right), \quad (7)$$

which expresses a linear relationship between the reciprocals of $\Delta f/f_1$ and of x .

For very small values of x and of ρ_2/ρ_1 (in a number of cases the density of the damping material is very small compared to that of the steel), eq. (6) can be approximated with a linear relationship between $\Delta f/f_1$ and x :

$$\frac{\Delta f}{f_1} = \frac{x}{2} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - \frac{E_2'}{E_1'} \right). \quad (8)$$

Fig. 1 gives the data concerning measurements on a bitumen coat of different thicknesses, with a density of 0.58×10^3 kg/m³; the experimental data fit the relationship expressed by eq. (7) with a good approximation. Using this one, from the slope of the straight line of Fig. 1 the elastic modulus of this damping material turns out to be

$$E_2' = 0.189 \times 10^{10} \text{ N/m}^2.$$

Fig. 2 gives the experimental data concerning a damping material made by plastics and vermiculite,

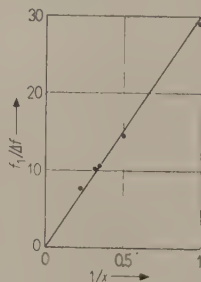


Fig. 1. Reciprocal of the variation of resonance frequency of tubes sprayed with different thicknesses of bitumen coat as a function of the reciprocal of the thickness ratio.

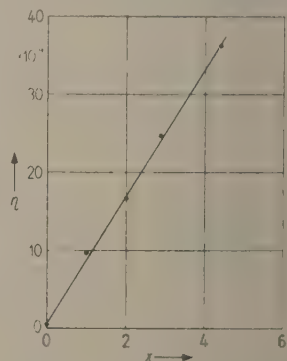


Fig. 2. Variation of resonance frequency of tubes sprayed with different thicknesses of a plastics coat as a function of the thickness ratio.

whose density is $0.519 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$: these data fit the relationship (8) quite well.

Since for the bitumen coat we have employed greater thicknesses, we have been obliged to use relationship (7); for the plastics coat, having only small thicknesses, relationship (8) turns out to be quite a good approximation.

As for the dissipative parameters, eq (6) can be simplified since E_2'/E_1' is very small, at least for the damping materials employed: for the bitumen coat this ratio is 0.0094, for the plastics 0.014. Eq. (6) can be written

$$\eta = \eta_2 x \frac{E_2'}{E_1'} + \eta_1; \quad (9)$$

that is η can be considered a linear function of x .

Fig. 3 concerns the bitumen coat: the linearity of relationship (9) is verified for all the thicknesses of coat considered: within these limits η_2 appears to be constant, having a value of 0.087. The imaginary component of the elastic modulus of this damping material turns out to be $E_2'' = 164 \times 10^6 \text{ N/m}^2$.

Fig. 4 reports the data concerning the coating of plastics and vermiculite: the hypothesis of proportional strains is verified only for very small ratio of the thickness of the damping material to that of the support: within these limits (corresponding

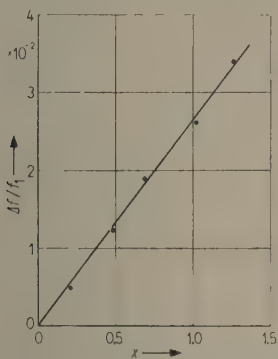


Fig. 3. Loss factor of tubes sprayed with different thicknesses of a bitumen coat as a function of the thickness ratio.

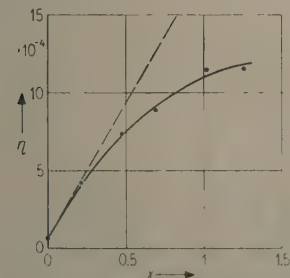


Fig. 4. Loss factor of tubes sprayed with different thicknesses of a plastics coat as a function of the thickness ratio.

approximately to $x=0.2$) η_2 turns out to be 0.124 and the imaginary component of the elastic modulus E_2'' to be $349 \times 10^6 \text{ N/m}^2$, that is appreciably greater than the one of the bitumen coat.

4. Partial treatment of a metallic structure

Now we consider the behaviour of a symmetrical vibrating structure only partially sprayed with damping material; more exactly a tube, $2l$ long, the central part of which, $2y$ long, has been sprayed.

The relationships conditioning the resonance of this structure vibrating as a free-free bar are

$$\tanh \frac{\vartheta l}{v_1} - \tanh \frac{\vartheta y}{v_1} + \frac{P f}{P_1 f_1} \times \left(1 - \tanh \frac{\vartheta l}{v_1} \tanh \frac{\vartheta y}{v_1} \right) \coth \frac{\vartheta y}{v} = 0, \quad (10)$$

$$\tanh \frac{\vartheta l}{v_1} - \tanh \frac{\vartheta y}{v_1} + \frac{P f}{P_1 f_1} \times \left(1 - \tanh \frac{\vartheta l}{v_1} \tanh \frac{\vartheta y}{v_1} \right) \tanh \frac{\vartheta y}{v} = 0, \quad (11)$$

where $\vartheta = \delta + j 2 \pi f$ includes the logarithmic decrement δ and the resonance frequency f of the structure, v is the velocity of propagation (sub-index 1 distinguishes the parameters of the bare tube from the ones of the structure, without sub-index), P is the weight and f a resonance frequency of the tube completely sprayed, P_1 and f_1 the weight and the corresponding resonance frequency of the bare tube.

Eq. (10) is satisfied when the tube vibrates with an odd number of nodes, eq. (11) when the number of nodes is even.

The relationships (10) and (11) are transcendental equations, that cannot be directly solved: from the experimental measurements of ϑ for different values

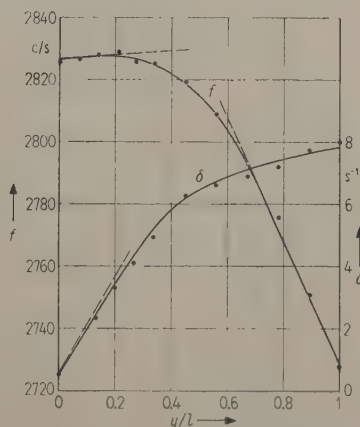


Fig. 5. Resonance frequency and decrement of a tube as a function of the length sprayed with a bitumen coat.

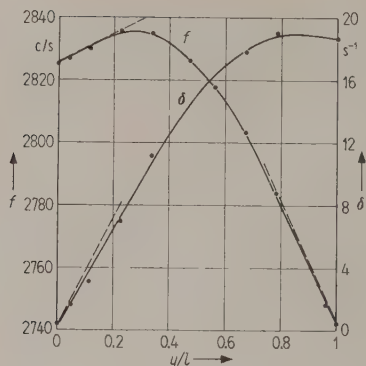


Fig. 6. Resonance frequency and decrement of a tube as a function of the length sprayed with a bitumen coat.

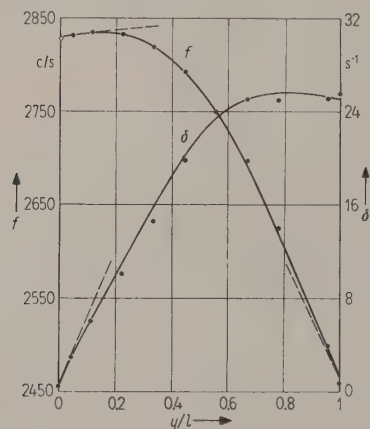


Fig. 7. Resonance frequency and decrement of a tube as a function of the length sprayed with a plastics coat.

of y/l we have obtained the results reported in Figs. 5, 6, and 7.

Yet an approximate solution of these equations can be given when the length of sprayed tube, $2y$, is very small or when it is near $2l$, i.e., for a tube sprayed for a short length at its centre or almost completely sprayed.

In the first case $\vartheta = \vartheta_1 + \Delta\vartheta$, that is the parameters of the structure differ only by small quantities from those of the bare tube. Remembering that for the bare tube the condition of resonance can be expressed also by [2]

$$\sinh \frac{2\vartheta_1 l}{v_1} = 0,$$

we obtain the relationships

$$\Delta\delta = \frac{y}{l} \left\{ \delta_1 \left[1 - \frac{P_1}{P} \left(\frac{f_1}{f} \right)^2 \right] + 2 \frac{P_1}{P} \left(\frac{f_1}{f} \right) \left(\delta \frac{f_1}{f} - \delta_1 \right) \right\},$$

$$\Delta f = \frac{y}{l} \left\{ f_1 \left[1 - \frac{P_1}{P} \left(\frac{f_1}{f} \right)^2 \right] - \frac{\delta_1}{\pi f_1} \frac{P_1}{P} \left(\frac{f_1}{f} \right)^2 \left(\delta \frac{f_1}{f} - \delta_1 \right) \right\}$$

concerning the tube vibrating with an odd number of nodes.

These relationships can be simplified into

$$\Delta\delta = 2 \frac{y}{l} \frac{P_1}{P} \left(\frac{f_1}{f} \right)^2 \left(\delta \frac{f_1}{f} - \delta_1 \right), \quad (12)$$

$$\Delta f = \frac{y}{l} f_1 \left[1 - \frac{P_1}{P} \left(\frac{f_1}{f} \right)^2 \right]. \quad (13)$$

For a tube vibrating with an even number of nodes we have

$$\Delta\delta = \frac{y}{l} \delta_1 \left(1 - \frac{P}{P_1} \right),$$

$$\Delta f = \frac{y}{l} f_1 \left(1 - \frac{P}{P_1} \right).$$

In the second case, for a tube almost completely sprayed, the parameters differ only by small quantities from the ones of the completely sprayed tube, and we obtain the relationships

$$\Delta\delta = \delta \left(1 - \frac{y}{l} \right) \left(1 - \frac{P_1}{P} \right), \quad (14)$$

$$\Delta f = f \left(1 - \frac{y}{l} \right) \left(1 - \frac{P_1}{P} \right), \quad (15)$$

which are satisfied when the tube vibrates with an odd or even number of nodes.

Experimentally only the fundamental vibration mode has been taken into consideration and the relationships which fit this case are eqs. (12), (13), (14), and (15).

The experimental data are P , P_1 , f , f_1 , T , and T_1 ; from these δ and δ_1 can be calculated, as

$$\delta = \frac{6.90}{T} = \pi f \eta.$$

As a parameter characterizing the losses of the material, we have chosen δ instead of η , just to simplify the mathematical expressions.

In the diagrams of Figs. 5, 6, and 7, concerning respectively tests on two different thicknesses of a bitumen coat and one plastics coat, the tangents at the limits have been calculated from eqs. (12), (13), and (15) and indicated in the drawings (in case of an almost bare tube and of a tube almost completely sprayed).

As for the decrement of an almost completely sprayed tube, the differences from a completely sprayed tube are very small.

(Received 8th October, 1958.)

References

- [1] OBERST, H., Über die Dämpfung der Biegeschwingungen dünner Bleche durch fest haftende Beläge. *Acustica* 3 [1953], 452.
- [2] GIGLI, A. and SACERDOTE, G., Measurements of mechanical impedances by a resonance method. *Acustica* 6 [1956], Beiheft 1, 180.

AKUSTISCH-OPTISCHE BILDWANDLUNG MITTELS PHOTOGRAPHISCHER SCHICHTEN

von G. KECK

Institut für medizinische Physik der Universität Wien

Zusammenfassung

In Fortführung früherer Arbeiten wird an Beispielen gezeigt, daß eine gleichmäßig entwickelte und in einem Umkehrbad beschallte photographische Schicht Ultraschall-Schatten- und Ultraschall-Linsenbilder gut wiedergibt. Anschließend werden weitere Möglichkeiten der akustisch-optischen Bildwandlung gezeigt, die alle darauf beruhen, daß eine auf der photographischen Schicht stattfindende chemische Reaktion an den vom Ultraschall getroffenen Stellen rascher erfolgt als an den unbeschallten Stellen. Besonders gute Ultraschallbilder können durch Beschallung der belichteten photographischen Schicht in einem verdünnten Entwickler erhalten werden. Auch Farbumkehrfilme ergeben bei Beschallung in den verschiedenen Bädern des Entwicklungsvorganges Ultraschallbilder. Die Durchführbarkeit dieser Verfahren wurde an verschiedenen Beispielen gezeigt und zwar sowohl mit Photoschichten senkrecht zum Strahlengang als auch mit solchen parallel zum Strahlengang.

Summary

Earlier work has shown that ultrasonic shadows and focussed beams can be well reproduced on photo-sensitive films.

Other possibilities of the acoustical-optical picture transformation were indicated, all dependent on the different rate of a chemical reaction in the irradiated (with ultrasonics) and shaded parts of the photographic films. Good results are obtained using a dilute developer. Colour films can also be turned into ultrasonic images. The operations are illustrated by different examples, using both perpendicular and parallel ultrasonic radiation on the sensitive film.

Sommaire

On montre, en continuation de travaux antérieurs, qu'une émulsion photographique uniformément développée et irradiée par des ultrasons dans un bain d'inversion reproduit fidèlement les ombres ultrasonores et les images des lentilles ultrasonores. On indique, en outre, d'autres possibilités de transformation acoustico-optique des images, dont le principe commun est le suivant: une réaction chimique dans l'émulsion photographique a lieu plus rapidement aux régions irradiées par les ultrasons qu'aux autres régions. On obtient des images ultrasonores particulièrement bonnes par irradiations, dans un bain de développement dilué, de l'émulsion photographique exposée. De même, des films à inversion de la couleur donnent des images ultrasonores par irradiation dans les différents bains de développement. On montre sur divers exemples les possibilités d'application de ce procédé, que l'émulsion photographique soit perpendiculaire ou parallèle au rayonnement.

1. Einleitung

Felder stehender und fortschreitender Ultraschallwellen werden mit verschiedenen Verfahren schon seit langer Zeit sichtbar gemacht ([1] – [6]). Darüber hinaus gibt es auch zahlreiche Methoden zur akustisch-optischen Bildwandlung, das heißt zur Umwandlung eines, mittels Ultraschallwellen entworfenen *akustischen* Bildes in ein *optisch* sichtbares Bild [7].

Natürlich ist für beide Zwecke ein möglichst geringer Apparatenaufwand besonders erstrebenswert und aus diesem Grunde wurde schon frühzeitig versucht, die im Handel erhältliche photographische Platte als Bildwandler zu verwenden. Zuerst wurde dies von MARINESCO und TRILLAT [8] vorgeschlagen und die Verwendbarkeit bei großen Ultraschallintensitäten und langen Beschallungszeiten nachgewiesen.

ERNST [9] und ERNST und HOFFMAN [10] erhielten, ebenfalls auf diese Weise, Bilder von Ultraschallfeldern, während STELTER [11] auch bei geringeren Intensitäten und in kürzeren Zeiten Schallbilder bekam. Alle diese Versuche wurden so durchgeführt, daß die photographische Schicht in völliger Dunkelheit in Wasser dem Ultraschall ausgesetzt und dann entwickelt wurde, bzw. in völliger Dunkelheit in verdünntem Entwickler beschallt wurde. Eine Bildwandlung mit im Handel erhältlichen photographischen Schichten führten auch ECKARDT und FINTELMANN [12] durch, indem sie Pigmentpapiere mit Hilfe von Ultraschallwellen härteten.

Wir haben nun, wie in früheren Arbeiten berichtet wurde (HAUER und KECK [13], KECK [14], [15]), einen völlig anderen Weg zur Verwendung der Photoplatte als akustisch-optischer Bildwandler

eingeschlagen. Es wird dabei die photographische Schicht im Tageslicht entwickelt, so daß sich eine gleichmäßige Schicht von metallischen Silberteilen bildet. Diese wird dem Ultraschallfeld unter gleichzeitiger Einwirkung eines Umkehrbades (angesäuerte Kaliumbichromatlösung) ausgesetzt. An den vom Schall getroffenen Stellen (bzw. bei stehenden Schallfeldern an den Bewegungsbäuchen) wird das Silber durch gemeinsame Wirkung von Umkehrbad und Ultraschall rascher gelöst, als an den nicht beschallten Stellen. Die Platte wird nach Beendigung des Beschallungsvorganges abgespült und fixiert und gibt dann die Schallverteilung als Schwarz-Weißbild wieder.

In veränderter Form kann das Verfahren auch so angewendet werden, daß die entwickelte Platte vor der Beschallung in verdünnte Schwefelsäure gebracht und die so vorbehandelte Schicht in der Kaliumbichromatlösung beschallt wird. Wie in zahlreichen Bildern (für die Frequenz 1 MHz) gezeigt wurde [14] können auf diese Weise stehende Schallfelder aufgenommen werden. Darüber hinaus wurde i. c. auch die grundsätzliche Möglichkeit, dieses Verfahren als akustisch-optischen Bildwandler zu verwenden, nachgewiesen. Da uns nun die Mittel zu einer regelrechten akustisch-optischen Abbildung zur Verfügung stehen, führten wir die Experimente in dieser Richtung weiter fort und es soll im folgenden darüber berichtet werden.

Unter Beibehalten des Grundgedankens, der zur Verwendung der photographischen Schicht als Bildwandler führte, nämlich der Förderung der Reaktionsgeschwindigkeit einer chemischen Reaktion auf der photographischen Schicht durch den Ultraschall, wurden noch weitere Möglichkeiten in Betracht gezogen, die ebenfalls in dieser Arbeit behandelt werden.

2. Die verschiedenen Methoden zur Verwendung der photographischen Schicht als akustisch-optischer Bildwandler

Um die photographische Schicht zur Wiedergabe von akustischen Bildern zu erproben, war es zunächst notwendig, ein möglichst *gutes akustisches* Bild zu erzeugen. Dies kann, ähnlich wie in der Lichtoptik, sowohl als *Schattenbild* als auch als *Linse* erhalten werden. Zur Erzeugung des Schattenbildes ist



Bild 1. Versuchsanordnung zur Herstellung von Ultraschall-Schattenbildern; Q Quarz, G Objekt, P Photoplatte, T Trog.

ein Ultraschallgeber Q (Bild 1) erforderlich, der in das umgebende Wasser ein annähernd paralleles Bündel abstrahlt, in das der abzubildende Gegenstand G gebracht wird. Hinter dem Gegenstand entsteht durch Absorption, Reflexion, Brechung, Totalreflexion und Streuung im Objekt ein *akustisches* Bild und dieses muß wahrnehmbar gemacht werden (ähnlich wie das optische Schattenbild auf einem Schirm aufgefangen wird). Zu diesem Zweck brachten wir in möglichst geringer Entfernung¹ vom Objekt die photographische Schicht als Bildwandler an. Da diese in einer entsprechenden Lösung (z. B. Kaliumbichromatlösung) beschallt werden muß, brachten wir sie in einen gut schalldurchlässigen Trog aus Plexiglas mit der Wandstärke $\lambda_P/2$ (λ_P Wellenlänge im Plexiglas), den wir mit der Lösung füllten. Auf diese Weise wurde eine Beschädigung des Schallkopfes durch die Lösung verhindert. (In diesen Trog wurde zwecks Verringerung der Entfernung gegebenfalls auch das Objekt gebracht.)

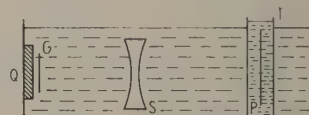


Bild 2. Versuchsanordnung zur Herstellung von Ultraschall-Linsebildern; Q Quarz, S Schalllinse, G Objekt, P Photoplatte, T Trog.

Bild 2 gibt die Anordnung wieder, mit der wir das *Ultraschall-Linsebild* erhielten. Die Schalllinse S entwirft ein scharfes akustisches Bild des Gegenstandes G am Ort der wieder im Trog T befindlichen Photoschicht P. Als Schallquelle Q verwendeten wir in beiden Fällen einen Schwingquarz von 10 cm Durchmesser mit den Frequenzen 3,9 und 6,5 MHz. Um die Ausbildung stehender Wellen zu verhindern, wurde eine „Wobbelvorrichtung“ verwendet, das heißt, es wurde die jeweilige Quarzfrequenz periodisch und kontinuierlich um einen bestimmten Betrag verändert. Die photographische Schicht als Bildwandler gibt, wie früher gezeigt wurde [14], stehende Wellen sehr gut wieder; daher würden die hier unerwünschten stehenden Wellen eine starke Störung des Bildes ergeben, die in der oben angeführten Weise vermieden wurde. Weitere Einzelheiten bezüglich Erzeugung guter Schatten- und Linsebilder, ihrer Vor- und Nachteile sowie bezüglich des Auflösungsvermögens wurden an anderer Stelle ausführlich [16] besprochen und es soll hier deshalb nicht näher darauf eingegangen werden.

Im folgenden sind einige Ultraschall-Schatten- und -Linsebilder wiedergegeben. Als Bildwandler wurde

¹ Die geringe Entfernung ist wegen der am Objekt auftretenden Beugung unbedingt notwendig, um brauchbare Bilder zu erhalten [16].

die erste hier angegebene Methode verwendet, bei der die im Tageslicht entwickelte Photoschicht in einer angesäuerten Kaliumbichromatlösung beschallt wird. Als abzubildendes Testobjekt verwendeten wir das in Bild 3 gezeigte Kunststofftäßchen mit relief-förmiger Oberfläche.

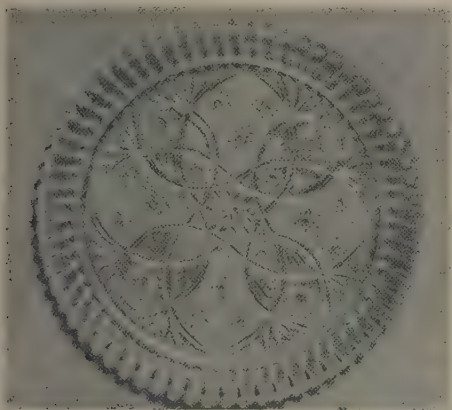


Bild 3. Photographische Aufnahme eines Kunststoff-täßchens mit relief-förmiger Oberfläche ($\frac{6}{10}$ der natürlichen Größe).

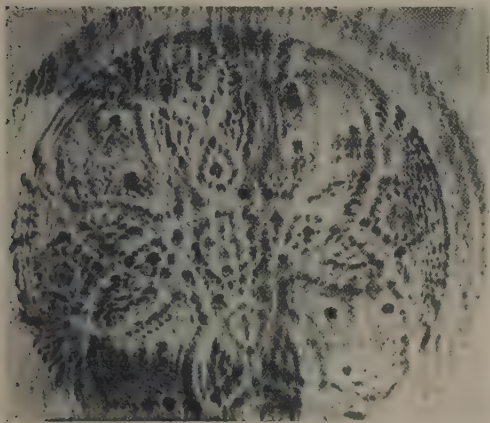


Bild 4. Ultraschall-Schattenbild des Kunststofftäßchens.

Bild 4 gibt das Ultraschall-Schattenbild dieses Täßchens wieder, wobei die Frequenz des Ultraschalles 3,9 MHz, die Intensität $1,2 \text{ W/cm}^2$ und die Beschallungszeit 43 s betrugen. Dieses Bild zeigt schon, wenn auch nicht fehlerfrei, die Struktur.

Bild 5 gibt das Linsenbild eines Teiles eines etwas größeren Kunststofftäßchens mit analogem Oberflächenrelief, ebenfalls nach der gleichen Methode erhalten, wieder. Die Intensitäten und Beschallungszeiten, die zur Aufnahme des Linsenbildes erforderlich sind, liegen wegen der Verluste in der Linse höher als beim Schattenbild (Intensität $3,6 \text{ W/cm}^2$, Beschallungszeit 60 s, Frequenz 3,9 MHz).

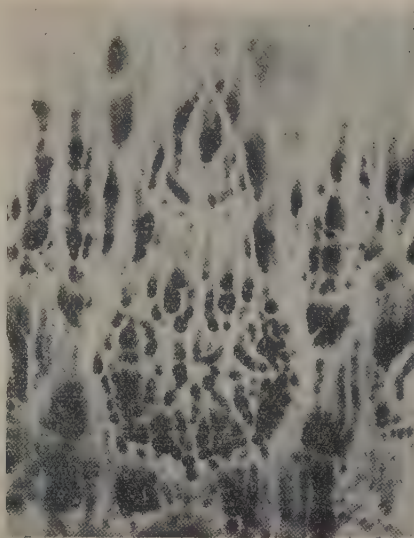


Bild 5. Ultraschall-Linsenbild des Kunststoff-täßchens (aufgenommen mit der Frequenz 3,9 MHz).

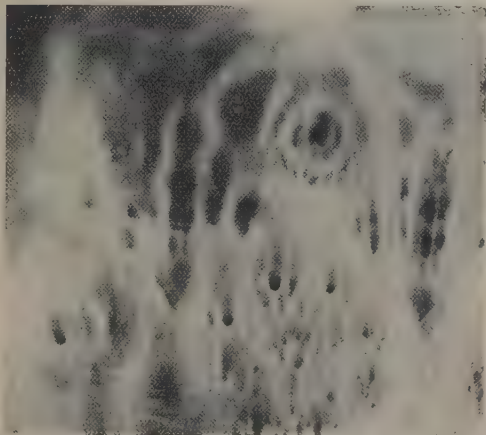


Bild 6. Ultraschall-Linsenbild des Kunststoff-täßchens (aufgenommen mit der Frequenz 6,5 MHz).

Bild 6 zeigt dasselbe wie Bild 5, jedoch aufgenommen mit der Frequenz 6,5 MHz.

Diese Beispiele zeigen bereits, daß sich dieses Verfahren zur Wiedergabe akustischer Bilder eignet. Bildverschlechternd wirkte besonders bei den Bildern 5 und 6 die Unschärfe des akustischen Bildes (nicht die Bildwandlung), mitunter aber auch das Auftreten hellerer und dunklerer Flecken, das durch ungleichmäßiges Lösen der Silberschicht unabhängig vom Beschallungsvorgang auftritt. Besonders stark macht sich diese Störung bemerkbar, wenn die Photoplatte vertikal angebracht wird. Die Kaliumbichromatlösung, die an den vom Schall getroffenen Stellen etwas erwärmt wird, steigt von diesen Stellen

ausgehend entlang der Photoplatte auf und löst nun infolge dieser Bewegung die Silberschicht stärker. Es entstehen dadurch, von stark beschallten Stellen ausgehend, nach oben zu verwaschene helle Streifen.

Diese Erscheinung legte die Frage nahe, ob diese offenbar vorhandenen Temperaturerhöhungen im Feld die Ursache für die raschere Lösung an den beschallten Stellen und damit auch für den Mechanismus der Bildwandlung sind. Wir haben daher die Temperaturverteilung auf der photographischen Schicht in dem konzentrierten Schallfeld hinter einer Schalllinse gemessen. In Bild 7 sind die Temperaturwerte jeweils an den betreffenden Stellen der Platte eingezeichnet und man sieht, daß höchstens Temperaturerhöhungen von 4 Graden auftreten; die, wie wir experimentell feststellten, keine schnellere Lösung der Silberschicht bewirkten. Das raschere Lösen des Silbers an den beschallten Stellen erfolgt demnach nicht durch thermische Einwirkung sondern wahrscheinlich, wie auch schon früher mitgeteilt wurde [14], durch die Bewegung der Lösung

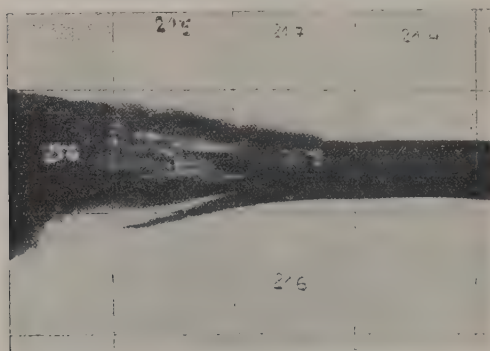


Bild 7. Temperaturwerte auf der Photoplatte im Schallfeld hinter einer Schalllinse.

Die eingangs angeführte zweite Methode der Bildwandlung, bei der die im Tageslicht entwickelte Photoplatte *vor* der Beschallung in verdünnte Schwefelsäure gebracht und dann in einer reinen Kaliumbichromatlösung beschallt wird, erwies sich für die hier verwendeten höheren Frequenzen als zu unempfindlich. Die Wiedergabe sowohl von stehenden Ultraschallfeldern als auch von Schallbildern war nur mit langen Beschallungszeiten und auch dann nur schlecht möglich. Offenbar erfolgt hier die Durchmischung von Schwefelsäure und Kaliumbichromatlösung auf der Platte nicht stark genug.

Bei weiteren Versuchen gingen wir nun von der Beschallung der entwickelten Photoplatte im Umkehrbad ab und versuchten eine Bildwandlung durch andere auf der photographischen Schicht stattfindende chemische Reaktionen, die durch den Ultraschall in ihrer Geschwindigkeit örtlich gesteuert werden und damit die räumliche Verteilung der Schallintensität wiedergeben. Es ergab sich dabei eine Anzahl von Möglichkeiten, die alle Ultraschallbilder lieferten.

So beschallten wir eine gleichmäßig belichtete, aber nicht entwickelte photographische Schicht in verdünntem Fixierbad, so daß an den vom Schall getroffenen Stellen das Silberbromid stärker gelöst wurde als an den vom Schall nicht getroffenen Stellen. Nach einigen Sekunden erscheint das Ultraschallbild dadurch, daß die Platte an den beschallten Stellen durchsichtig wird. Noch besser sichtbar und auch haltbar wird die Aufnahme dann, wenn sie nach guter Wässerung entwickelt wird. Dabei werden die unbeschallten und daher noch Silberbromid enthaltenden Stellen stark geschwärzt, während die beschallten Stellen je nach der Intensität des Schalles weniger oder gar keine Schwärzung aufweisen. Auch hier treten die störenden Streifen, die durch die aufsteigende Lösung entstehen, wieder auf.

Die besten Bilder erhielten wir dann, wenn wir die gleichmäßig belichtete photographische Schicht in einem verdünnten Entwickler dem Ultraschall aussetzten. Es ergab sich an den vom Ultraschall getroffenen Stellen durch verstärkte Wirkung des Entwicklers eine stärkere Schwärzung als an den Stellen geringerer Ultraschallintensität. Auch hier muß die Schicht in jenem Zeitpunkt, an dem genügend Kontraste vorhanden sind, aus dem Entwickler herausgebracht, rasch abgespült und fixiert werden. Bild 8 zeigt einen Ausschnitt eines auf diese Weise erhaltenen Ultraschall-Schattenbildes des schon vorher erwähnten Kunststoffäßchens. Die Aufnahme ist störungsfrei und man erhält mit dieser Methode bei hinreichender Intensität sehr gute Ultraschallbilder.



Bild 8. Ultraschall-Schattenbild eines Teiles des Kunststoffäßchens, erhalten durch Beschallung der photographischen Schicht in verdünntem Entwickler.

Der komplexe Entwicklungsvorgang eines Farbumkehrfilms bietet mehrere Möglichkeiten zur Erzeugung von Ultraschallbildern, die dann in verschiedenen Farbtönen entstehen. Bekanntlich erfolgt bei einem Farbumkehrfilm nach Belichtung desselben zunächst eine Schwarz-Weißentwicklung, die an den vom Licht getroffenen Stellen in den drei farb-

empfindlichen Schichten eine kolloidale Silberabscheidung bewirkt. In dem darauffolgenden Farbbad wird ein Einfärben der zuerst nicht belichteten und entwickelten Stellen des Filmes, also des unzersetzten Silberbromides bewirkt und im Bleich- und Fixierbad wird das Silber ausgeschieden, so daß im durchscheinenden Licht sich durch subtraktive Farbmischung das endgültige Farbbild ergibt (ausführliche Darstellung des Verfahrens z. B. in [17]).

Wir beschallten nun zunächst den im Tageslicht gleichmäßig belichteten Film im Schwarz-Weißentwickler. Damit entstand eine je nach der Intensität des Ultraschalles verschieden starke Silberabscheidung auf den drei Schichten des Farbfilmes. An den Stellen großer Ultraschallintensität wurde das kolloidale Silber in allen drei Schichten abgeschieden, während bei geringerer Intensität die Abscheidung nur in den zwei obersten oder nur in der ersten Schicht erfolgte. Alle weiteren Entwicklungsvorgänge des Umkehrfilmes wurden so wie bei einem normal belichteten Farbfilm vorgenommen. Es ergab sich von dem als Testobjekt verwendeten Kunststofftäßchen ein Ultraschall-Schattenbild in den Farbtönen weiß, blaugrün, blau und schwarz. Tabelle I

Tabelle I.

Zur Erklärung der Ultraschallbildentstehung auf einem Farbumkehrfilm.

auffallende US-Energie	I_0	I_1	I_2	I_{max}
Färbung der drei Schichten	gelb purpur blau-grün	purpur blau-grün	blau-grün	
erscheint im durchfallenden Licht wegen subtraktiver Farbmischung	schwarz	blau	blau-grün	weiß

soll dieses Versuchsergebnis erläutern. An jenen Stellen, die nicht von Ultraschall getroffen werden (I_0), findet in der passend gewählten Beschallungszeit noch in keiner der drei Schichten eine Silberabscheidung statt, und es werden dort bei der darauffolgenden Farbentwicklung alle drei Schichten eingefärbt. (Die oberste Schicht wird gelb gefärbt, die nächste purpur und die unterste Schicht blaugrün.) Im durchfallenden Licht erscheinen diese Stellen schwarz. An jenen Stellen, an denen eine geringe Ultraschallintensität I_1 auffällt, wird in der obersten Schicht eine Silberabscheidung erfolgen, diese Schicht wird im Farbbad nicht eingefärbt und das Silber wird im Bleichbad gelöst. Das Licht fällt beim fertigen Bild an diesen Stellen zunächst durch eine vollkommen durchsichtige Schicht, dann durch die purpur und

die blaugrün gefärbten Schichten. Man erhält durch subtraktive Farbmischung blau. An den Stellen größerer Ultraschallintensität I_2 , an denen die Silberabscheidung sowohl in der ersten als auch in der zweiten Schicht erfolgt, wird im Farbbad nur die Schicht 3 eingefärbt, und diese Stelle ist blaugrün. Maximale Ultraschallintensität hat eine Silberabscheidung in allen drei Schichten zur Folge und das Bild wird dort vollkommen durchsichtig, da keinerlei Einfärbung erfolgt und das Silber im Bleichbad gelöst wird.

Wir erhielten mit Farbumkehrfilmen auch noch auf andere Weise Ultraschallbilder. Dazu brachten wir den belichteten Farbfilm ohne Schwarz-Weißentwicklung im Farbbad in das Ultraschallfeld. Das Bild des Kunststofftäßchens wurde in diesem Falle in den Farbtönen weiß, gelb, braun und schwarz wiedergegeben. Eine einfache Überlegung erklärt dies (Tabelle II). Hier wird an den Stellen, auf die kein Ultraschall auffällt, keine Einfärbung der Schicht stattfinden (die Beschallungszeit wurde auch hier wieder so gewählt, daß die Färbung im ruhenden Farbbad noch nicht erfolgt), und das Bild zeigt hier durchsichtige Stellen. Mit steigender Ultraschall-

Tabelle II.

Zur Erklärung der Ultraschallbildentstehung auf einem Farbumkehrfilm.

auffallende US-Energie	I_0	I_1	I_2	I_{max}
Färbung der drei Schichten		gelb	gelb purpur	gelb purpur blau-grün
erscheint im durchfallenden Licht wegen subtraktiver Farbmischung	weiß	gelb	braun	schwarz

intensität werden die Schichten eins, zwei und schließlich auch drei gefärbt und es ergeben sich im durchfallenden Licht wieder durch subtraktive Farbmischung gelbe, braune und schließlich schwarze Stellen.

Diese Versuche zeigen die Möglichkeit, farbige Ultraschallbilder zu erhalten, die jedoch, wie die vorhergehenden Überlegungen erkennen lassen, keine starken Farbkontraste ergeben können. Gerade diese wären aber von Vorteil gegenüber den ja weitaus leichter herzustellenden Schwarz-Weiß-Aufnahmen. Vorversuche zeigen, daß durch Ausschalten einer der drei Schichten durch Vorbelichtung mit farbigem Licht Bilder mit besseren Farbkontrasten erhalten werden können. Dies soll jedoch Gegenstand weiterer Untersuchungen sein.

3. Praktische Anwendungen der photographischen Schicht zur Aufnahme von Ultraschallerscheinungen

Wir haben mit diesen verschiedenen Methoden zahlreiche akustische Schatten- und Linsenbilder aufgenommen, stehende und fortschreitende Ultraschallfelder dargestellt und auch weitere Erscheinungen, wie Beugung, Interferenz usw., untersucht. Alle Aufnahmen lassen sich leicht herstellen, da die photographische Platte oder besonders der Film leicht an jede Stelle des Feldes gebracht werden können. Außerdem kann bei normaler Beleuchtung gearbeitet werden und oft sogar die Entstehung des Bildes beobachtet und zum günstigsten Zeitpunkt abgebrochen werden, so daß sich die Herstellung von Probeaufnahmen erübrigt.

Da im vorhergehenden schon einige Ultraschall-Schatten- und Ultraschall-Linsenbilder gezeigt wurden (weitere Bilder werden an anderer Stelle veröffentlicht [16]), sollen hier nur noch einige andere Beispiele der Verwendung der photographischen Schicht für Ultraschallaufnahmen angeführt werden. So haben wir z. B. die Gültigkeit der Abbeschen Theorie für die Ultraschallabbildung experimentell dadurch gezeigt, daß wir die photographische Schicht als Bildwandler sowohl in Richtung des Strahlenganges als auch senkrecht dazu (hinter Objekt und Schalllinse) an den Ort der Bildebene brachten. Wir konnten damit die Beugung am Objekt, die Entstehung der Beugungsbilder in der Brennebene der Linse und die Interferenzen am Ort des Bildes unmittelbar verfolgen [16]. Für diese verschiedenartigen Beobachtungsmöglichkeiten der gleichen Erscheinung sei hier als Beispiel die Aufnahme von Beugungsbildern wiedergegeben. Bild 9 zeigt die



Bild 9. Beugung des Ultraschalles an einer Lochblende (Bildwandler senkrecht zum Strahlengang).

Ultraschallbeugung an einer Lochblende, die in einiger Entfernung von der Photoplatte parallel zu dieser angebracht war. Bild 10 zeigt die Beugungserscheinung an derselben Lochblende, doch wurde hier die photographische Schicht in Richtung des Strahlenganges, also senkrecht zur Blende, in den Schallweg gebracht und zeigt somit den Verlauf des

gesamten Bündels. Bild 11 zeigt die Beugung des Ultraschalles an einer Kante, wobei wir aber die beugende Kante direkt auf die Photoplatte legten, so daß hier beugendes Objekt und Beugungserscheinung zugleich aufgenommen werden.

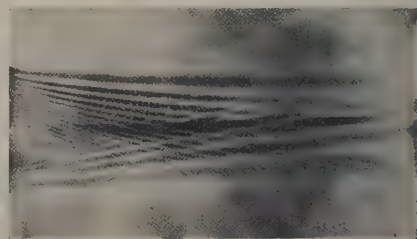


Bild 10. Beugung des Ultraschalles an einer Lochblende (Photoplatte in Richtung des Strahlenganges).



Bild 11. Ultraschallbeugung an einer Kante (das beugende Objekt liegt auf der Photoplatte).

Die Bilder 12 und 13 zeigen die Aufnahmen von fortschreitenden Wellen. In Bild 12 sind die beiden konvergenten Bündel hinter einer Schalllinse zu sehen, die, wie dies beim Durchgang des Ultraschalles durch Festkörperlinsen bekanntlich der Fall ist, eine Vereinigung in zwei Brennpunkten ergeben, wobei

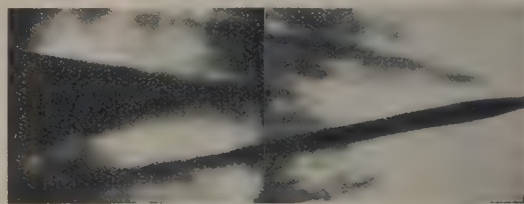


Bild 12. Ultraschallbündel hinter einer Ultraschalllinse aus Polystyrol.



Bild 13. Ultraschallbündel hinter einer Schalllinse nach POHLMAN, bei der das Auftreten eines zweiten Bündels verhindert wird.

der erste der longitudinalen und der entferntere der transversalen Ultraschallwelle in der Linse entspricht. Bild 13 zeigt das Bündel hinter einer Schalllinse von POHLMAN, bei der die Ausbildung des zweiten Bündels absichtlich verhindert ist.

Bringt man den Film senkrecht zum Strahlengang in den Brennpunkt der Ultraschalllinse, so zeigt sich die gute Konzentration des Bündels besonders. Es tritt bei Intensitäten von etwa $1,2 \text{ W/cm}^2$ in einigen Sekunden eine sehr konzentrierte Schwärzung und meistens auch eine punktförmige Zerstörung des Filmes auf. Bei geringeren Intensitäten ($0,03 \text{ W/cm}^2$) bleibt der Film unbeschädigt und wird geschwärzt.

4. Übersicht über die verschiedenen Methoden

Abschließend sei noch eine Zusammenstellung der verschiedenen Methoden gegeben und ihre praktische Durchführung wiederholt. Angaben über Schallintensitäten und Beschallungszeiten wurden nicht gemacht, da sie je nach den Verhältnissen variieren. Die Beschallungszeiten lagen im allgemeinen in der Größenordnung von einigen Sekunden bis höchstens 1 Minute. Die Intensitäten sind auch je nach Frequenz und Anordnung verschieden und schwanken zwischen Zehntel W/cm^2 bis maximal $3 - 4 \text{ W/cm}^2$. Die Methoden wurden bisher für die Frequenzen 1; 3,9 und 6,5 MHz angewendet, doch sind Versuche mit längeren Wellen im Gange.

Die bisher durchgeführten Methoden sind:

1. Eine gleichmäßig belichtete und an der Oberfläche vollständig entwickelte photographische Schicht (z. B. Diapositivplatte oder ein Mikrofilm) wird in einem Umkehrbad (mit Schwefelsäure angesäuerte Kaliumbichromatlösung) beschallt.
2. Eine gleichmäßig belichtete und an der Oberfläche vollständig entwickelte photographische Schicht wird einige Sekunden in verdünnte Schwefelsäure gebracht und dann in reiner Kaliumbichromatlösung beschallt.
3. Eine gleichmäßig belichtete photographische Schicht wird in einer Natriumthiosulfatlösung (Fixierbad) beschallt und dann entwickelt.

4. Eine gleichmäßig belichtete photographische Schicht wird in verdünntem Entwickler beschallt.
5. Ein gleichmäßig belichteter Farbumkehrfilm wird in Schwarz-Weißentwickler beschallt und dann weiter nach der Entwicklungsvorschrift für den Farbfilm behandelt (Farbbad, Bleich-Härtebad, Fixierbad).
6. Ein Farbumkehrfilm wird im Farbbad beschallt und dann weiter nach Entwicklungsvorschrift behandelt (Bleich-Härtebad, Fixierbad).

(Eingegangen am 18. September 1958.)

Schrifttum

- [1] Zusammenfassende Darstellung in BERGMANN, L., Der Ultraschall, S. Hirzel Verlag, Stuttgart/Zürich 1954, S. 199 und Der Ultraschall, Nachtrag zum Literaturverzeichnis der 6. Auflage, S. Hirzel Verlag, Stuttgart/Zürich 1957, S. 56.
- [2] HAUER, F., Wiener med. Wochenschrift **103** [1953], 962.
- [3] STEINER, K., Unveröffentlichte Dissertation, Universität Wien 1951.
- [4] HAUER, F. und KECK, G., Acustica **3** [1953], 404.
- [5] KECK, G., Acustica **5** [1955], 131.
- [6] KECK, G., Naturwiss. **41** [1954], 495.
- [7] Zusammenfassende Darstellung in BERGMANN, L. [1], S. 325 und im Nachtrag zum Literaturverzeichnis, S. 56.
- [8] MARINESCO, N. und TRILLAT, J. J., C. R. Acad. Sci., Paris **196** [1933], 858.
- [9] ERNST, P. J., J. acoust. Soc. Amer. **23** [1951], 80.
- [10] ERNST, P. J. und HOFFMAN, Ch. W., J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 87, 207—211.
- [11] STELTER, J., Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen 1956.
- [12] ECKARDT, A. und FINTELMANN, D., Naturwiss. **42** [1955], 555.
- [13] HAUER, F. und KECK, G., Naturwiss. **42** [1955], 601.
- [14] KECK, G., Acustica **6** [1956], 543.
- [15] KECK, G., Naturwiss. **45** [1958], 285.
- [16] KECK, G., Sitzungsberichte Österr. Akad. Wiss., Math.-Naturwiss. Klasse, Abt. II. **167** [1958], H. 8—10.
- [17] WINDISCH, H., Schule der Farbenphotographie. Hering Verlag, Seebruck am Chiemsee 1952.

SCHALLABSTRAHLUNG VON PUNKTFÖRMIG ANGEREGTEN HOHLZYLINDERN

von M. HECKL

Institut für Technische Akustik der Technischen Universität, Berlin-Charlottenburg

Zusammenfassung

Wie bereits von M. C. JUNGER gezeigt wurde, hängt die Schallabstrahlung von Zylindern sehr von der Schwingungsform der Wandung ab. Man muß daher bei der Berechnung der von einem punktförmig angeregten Zylinder abgestrahlten Leistung wissen, wie die Schwingungsenergie auf die verschiedenen Eigenschwingungen verteilt ist. Es werden Näherungsformeln abgeleitet, die es gestatten, die Schallabstrahlung in sehr vielen Fällen zu berechnen. Dabei wird eine Gleichung zur Berechnung der mittleren Schnelle angegeben.

Summary

As M. C. JUNGER first showed, the radiation from cylinders depends on the mode of vibration. It is necessary in calculating the power radiated from a point driven cylinder to know the energy distribution among the different natural frequencies. Approximation formulae are given for calculating the radiation in many cases; also a formula for the mean square velocity is derived.

Sommaire

Comme M. C. JUNGER l'a déjà montré, le rayonnement sonore de cylindres dépend beaucoup de la forme d'oscillation de la paroi. Pour calculer l'énergie rayonnée par un cylindre excité par points, il faut donc connaître la distribution de l'énergie oscillante suivant les différentes oscillations propres. On a établi des formules approchées qui permettent dans beaucoup de cas le calcul du rayonnement sonore. On donne aussi une équation pour le calcul de la célérité moyenne.

1. Einleitung

Die Schwingungsform eines unendlich langen Zylinders läßt sich im einfachsten Fall analytisch durch

$$v(\varphi, z) = v_n \cos n\varphi \sin \frac{2\pi}{\lambda_z} z \quad (1)$$

darstellen. (Der Zeitfaktor $e^{i\omega t}$, wobei $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz ist, wird hier und im folgenden weggelassen.) In dieser Formel ist $v(\varphi, z)$ die Radialkomponente der Schnelle der Zylinderwandung, a der Zylinderradius, n die halbe Anzahl der Bewegungsknoten längs eines Umfanges und λ_z die Wellenlänge in axialer Richtung. Die pro Längeneinheit abgestrahlte Schalleistung läßt sich auf die Form

$$P_l = \frac{\varrho_0 c_0}{2} 2\pi a \left| \frac{v_n^2}{2\varepsilon_n} \right| \sigma_n \quad (2)$$

$$(\varepsilon_0 = 1, \varepsilon_n = 2 \text{ für } n \geq 1)$$

bringen. Hierbei ist $\varrho_0 c_0$ der Wellenwiderstand im umgebenden Medium, z. B. Luft, und σ_n der sogenannte „Abstrahlgrad“, d. h. eine dem Realteil des Strahlungswiderstandes proportionale Größe, für die JUNGER [1] den Ausdruck

$$\sigma_n = \begin{cases} 0 & \text{für } 2\pi/\lambda_z > k_0 \\ \frac{2k_0}{\pi k_r^2 a |H_n^{(2)'}(k_r a)|^2} & \text{für } 2\pi/\lambda_z < k_0 \end{cases} \quad (3)$$

erhielt.

Wenn $k_0 = \omega/c_0$ die Wellenzahl in Luft ist, stellt die in dieser Gleichung vorkommende Größe

$$k_r = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_z}\right)^2} \quad (3a)$$

die Wellenzahl in radialer Richtung dar. $H_n^{(2)'}$ ist die Ableitung der Hankelschen Funktion zweiter Art n -ter Ordnung nach dem Argument $k_r a$.

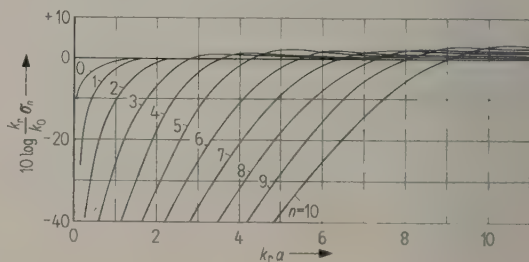


Bild 1. Kurven zur Bestimmung der Abstrahlgrade σ_n , wenn die Bewegung der Zylinderwandung durch Gl. (1) beschrieben werden kann.

In Bild 1 sind einige Werte von $\sigma_n \cdot k_r/k_0$ über $k_r a$ aufgetragen. Als Parameter dient die halbe Knotenzahl n . Es läßt sich also zusammen mit Gl. (3a) aus Bild 1 der Abstrahlgrad errechnen.

Für den Grenzfall $k_r a \gg n$ kann man leicht zeigen, daß $\sigma_n \approx k_0/k_r$ wird. Für den anderen Grenz-

fall $k_r a \ll n$ erhält man näherungsweise

$$\sigma_n \frac{k_r}{k_0} \approx \frac{4\pi}{(n!)^2} \left(\frac{k_r a}{2} \right)^{2n+1}. \quad (4)$$

Die beiden Näherungen gelten übrigens ziemlich genau für $k_r a > 2n$ bzw. $k_r a < n/2$.

Wie man aus den Gl. (3) und (3a) sieht, verschwindet bei unendlich langen Zylindern die Schallabstrahlung, wenn die Wellenlänge λ_z kleiner ist als die entsprechende Luftwellenlänge. Man hat hier also ein ähnliches Verhalten wie bei der Schallabstrahlung von unendlich großen Platten, die zu Biegewellen angeregt sind und die ebenfalls keine Schalleistung abstrahlen, wenn die Biegewellenlänge kleiner ist als die Luftwellenlänge (siehe L. CREMER [2]).

Hat der Zylinder eine endliche Länge, dann hat man in Analogie zur Schallabstrahlung von endlichen Platten, die von K. GÖSELE [3] untersucht wurde, eine Randstörung, die eine sehr kleine und von der Länge des Zylinders abhängige Schallabstrahlung verursacht. Die Größe der von Zylindern endlicher Länge abgestrahlten Leistung läßt sich näherungsweise berechnen (siehe [4]). Es ergibt sich dabei, daß die Abstrahlung — zumindest, wenn das umgebende Medium Luft ist — so gering ist, daß sie praktisch in allen Fällen vernachlässigt werden kann.

Mit Hilfe von Gl. (2) und (3) läßt sich die von Zylindern abgestrahlte Schalleistung berechnen, wenn die Bewegung der Zylinderwandung durch Gl. (1) beschrieben werden kann. Tatsächlich ist diese Art der Beschreibung nur in den einfachsten Fällen möglich. Im allgemeinen kann man die Bewegung nur als Summe von Funktionen der Form von Gl. (1) darstellen. Es gelte also im allgemeinen Fall

$$v(\varphi, z) = \sum_{n=0, m=1}^{\infty} v_{nm} \cos n\varphi \sin \frac{2\pi m}{\lambda_z} z. \quad (5)$$

(λ_z ist die Wellenlänge der längsten Schwingung in z -Richtung.)

Bei der Berechnung der gesamten abgestrahlten Leistung muß man nun berücksichtigen, daß zu den verschiedenen Eigenschwingungen auch verschiedene Abstrahlgrade, die σ_{nm} heißen mögen, gehören. Man erhält somit nach [1] für die abgestrahlte Leistung pro Längeneinheit

$$P_l = \frac{\rho_0 c_0}{4} \pi a \sum_{n, m} |v_{nm}^2| \sigma_{nm} \quad (6)$$

($\varepsilon_n = \varepsilon_m = 2$ gesetzt).

Für die Praxis interessiert nun aber, welche Schalleistung ein punktförmig angeregter Zylinder abstrahlt, wenn das mittlere Schnellequadrat bekannt ist. Man will also eine Art mittleren Abstrahlgrad

$$\bar{\sigma} = P_l / \rho_0 c_0 2\pi a v_{\text{eff}}^2 \quad (6a)$$

wissen. (Der zehnfache Logarithmus dieser Größe wird als Abstrahlmaß bezeichnet.) Diese Größe kann man aber aus Gl. (6) nur berechnen, wenn die Amplituden der verschiedenen Teilschwingungen v_{nm} bekannt sind.

2. Berechnung der Abstrahlung von punktförmig angeregten Zylindern

2.1. Mittlere Schnelle eines punktförmig angeregten Zylinders

Es sei angenommen, daß die Radialkomponente der Schnelle eines Zylinders der Länge l durch

$$v(\varphi, z) = \sum_{n, m} v_{nm} \cos n\varphi \sin \frac{m\pi}{l} z \quad (7)$$

beschrieben werden kann. Dieser Ansatz ist selbstverständlich nur bei einer ganz bestimmten Art von Randbedingungen zulässig. Da jedoch im folgenden nur die Anzahl der Eigenresonanzen und nicht ihre — von den Randbedingungen abhängige — Lage interessiert, sind die folgenden Überlegungen auch für alle anderen Randbedingungen gültig, sofern nur keine Schwingungsenergie über die Ränder nach außen abwandert.

Es liegt nun natürlich nahe, für den anregenden Druck einen entsprechenden Ansatz zu machen. Es soll also

$$p(\varphi, z) = \sum_{n, m} p_{nm} \cos n\varphi \sin \frac{m\pi}{l} z \quad (8)$$

gelten.

Bei dem hier interessierenden Spezialfall einer anregenden Punktkraft F werden im Mittel alle Eigenschwingungen gleich stark angeregt und es ergibt sich, wenn man den Mittelwert für alle möglichen Anregungsorte betrachtet,

$$|p_{nm}^2| = \frac{|F^2|}{4\pi^2 a^2 l^2}. \quad (9)$$

Die interessierende Beziehung zwischen p_{nm} und v_{nm} erhält man, wenn man Gl. (7) und (8) und die entsprechenden Ausdrücke für die axiale und tangentielle Komponente der Schnelle in die Zylindergleichungen einsetzt. Da alle Gleichungen linear sind, kann man eine Art Widerstand

$$Z_{nm} = p_{nm} / v_{nm} \quad (10)$$

bilden. Diese Größe erhält man aus den Zylindergleichungen, wie sie KENNARD [5] angegeben hat (siehe auch P. W. SMITH [7]). Mit einer Näherung ähnlich der, wie sie L. CREMER [6] benutzte, läßt sich Z_{nm} auf die Form

$$Z_{nm} \approx \frac{\rho h}{i\omega} (\omega^2 - \omega_{nm}^2) \quad (11)$$

bringen, wobei

$$\begin{aligned} \omega_{nm}^2 &= \omega_{nm}^2 (1 + i\eta) = \\ &= \frac{c_L^2 (1 + i\eta)}{a^2} \left\{ \frac{x_z^4}{(n^2 + x_z^2)^2} + \frac{h^2}{12 a^2} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[(n^2 + x_z^2)^2 - \frac{4 - \nu}{2(1 - \nu)} n^2 + \frac{2 + \nu}{2(1 - \nu)} \right] \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

die komplexen Eigenfrequenzen darstellen, wenn η der sogenannte Verlustfaktor, c_L die Longitudinalwellengeschwindigkeit im Zylindermaterial, h die Wandstärke, ν die Poissonsche Konstante, ϱ die Dichte und $x_z = m\pi a/l$ ist. Näheres zur Ableitung siehe Anhang.

Aus Gl. (7) bis (10) kann man das mittlere Schnellequadrat eines punktförmig angeregten Zylinders berechnen und erhält

$$\overline{v^2} = \frac{|F^2|}{4\pi^2 a^2 l^2} \sum_{n,m} \frac{1}{|Z_{nm}^2|}. \quad (13)$$

Mit dieser Gleichung läßt sich auch sofort der Mittelwert bestimmen, wenn die Anregung mit einem Frequenzband der Breite $\Delta\omega$ erfolgt. Die Integration liefert unter der Annahme, daß nur die Teilschwingungen, deren Resonanzfrequenzen im anregenden Frequenzband liegen, die Bewegung der Zylinderwandung bestimmen, die Gleichung

$$\overline{v^2} \approx \frac{|F^2|}{4\pi^2 a^2 l^2} \frac{\pi}{2\omega \varrho^2 h^2 \eta} \frac{\Delta N}{\Delta\omega}. \quad (14)$$

(ΔN ist die Anzahl der Eigenfrequenzen im betrachteten Frequenzbereich.)

Wie man sieht, hängt das Ergebnis nurmehr von der Anzahl und nicht mehr von der Lage der Eigenfrequenzen ab.

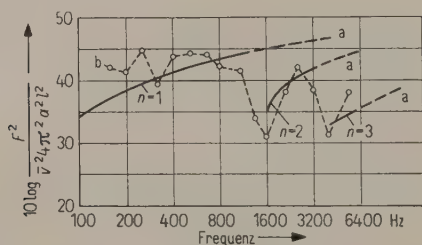


Bild 2. Mittlere Schnelle eines punktförmig angeregten Stahlrohres ($a=3,5$ cm, $h=0,3$ cm, $l=400$ cm); Kurven a: nach Gl. (14) berechnet, Kurve b: gemessen.

In Bild 2 ist für ein frei aufgehängtes Stahlrohr das gerechnete und gemessene mittlere Schnellequadrat aufgetragen. Die Berechnung von v^2 wurde für $n=1, 2, \dots$ einzeln vorgenommen, um zu verdeutlichen, daß bei bestimmten Frequenzen die Größe F^2/v^2 springt und damit die Schwingungen einer bestimmten Knotenanzahl praktisch allein die Schnelle der Rohrwandung bestimmen. Dieser Effekt ist auch deutlich nachweisbar, wenn man die Bewegung der

Wandung längs eines Umfanges abtastet und die Bewegungsknoten zählt.

Die Frequenzen, bei denen der Übergang von $n-1$ auf n erfolgt, sind durch die Ringfrequenzen eines Zylinders, also nach HOPPE [8] durch

$$\omega_n^2 = \frac{c_L^2 h^2}{12 a^4} \frac{n^2 (n^2 - 1)^2}{n^2 + 1} \quad (15)$$

gegeben. Diese Frequenzen kann man auch näherungsweise aus Gl. (12) für $x_z \rightarrow 0$ erhalten.

Der physikalische Grund für den unstetigen Verlauf der Kurven in Bild 2 ist das sprunghafte Ansteigen der Anzahl der Eigenfrequenzen in der Nähe der durch Gl. (15) gegebenen Frequenzen. Wie man nämlich aus Gl. (12) ersehen kann, gibt es für jedes $n \geq 2$ eine untere Grenze für die Werte von ω_{nm}^2 . Diese Grenze ist gerade durch Gl. (15) gegeben. Wenn man nun in Gl. (12) für m verschiedene Werte einsetzt, dann sieht man, daß oberhalb dieser Grenze die Eigenfrequenzen der jeweils neu einsetzenden Gruppe sehr dicht liegen. Man hat hier ein ähnliches Verhalten wie bei den Eigenresonanzen der Luft in einem langen Rohr. Auch hier gibt es in der Nähe der Querresonanzen Häufungenstellen der Eigenresonanzen. Es ist auch aus Gl. (12) ersichtlich, daß ähnlich wie bei dem eben genannten analogen Problem der sprunghafte Anstieg der Anzahl der Eigenresonanzen um so ausgeprägter ist, je größer das Verhältnis von Rohrlänge zu Rohrradius ist.

2.2. Abstrahlung von punktförmig angeregten langen Zylindern mit kleinem Durchmesser und von dickwandigen Zylindern

Zur weiteren Diskussion sei eine Vereinfachung von Gl. (6) eingeführt. Es gilt nämlich, daß σ_{nm} von m ziemlich unabhängig ist. σ_{nm} ist der Abstrahlgrad für die durch

$$k_r = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2}$$

gegebene radiale Wellenzahl. Wie man sofort sieht, gilt für $0,8 k_0 > m\pi/l$ näherungsweise $k_r \approx k_0$. Also ist für diesen Fall $\sigma_{nm} \approx \sigma_n$. Zur Berechnung der Stelle $0,8 k_0 = m\pi/l$ könnte man natürlich diesen Wert in Gl. (12) einsetzen und daraus eine Art Grenzfrequenz bestimmen. Dieses Verfahren führt jedoch auf eine Gleichung vierten Grades, die sehr schwer lösbar ist. Für die weitaus meisten Fälle genügt glücklicherweise die folgende Argumentation. Man kann annehmen, daß bei festgehaltener Frequenz die Schwingungen mit $n=1$ eine kleinere Wellenlänge haben als die Schwingungen mit $n>1$. Es genügt daher, den Fall $n=1$, also die Biegewellen, zu betrachten und nach der Frequenz zu suchen, von der an die Biegewellenlänge größer ist als die Luftwellenlänge. Aus dem bekannten Zusammenhang zwischen der Biegesteife eines dünnwandigen Rohres

und der Biegewellenlänge in axialer Richtung folgt, daß die Beziehung $\sigma_{nm} \approx \sigma_n$ für $f > c_0^2/6 c_L a$ erfüllt ist.

Das bedeutet, daß bei Stahlzylindern von mehr als 5 cm Radius bereits oberhalb von 100 Hz $\sigma_{nm} = \sigma_n$ gesetzt werden kann. Damit wird aus Gl. (6)

$$P_l = \frac{\rho_0 c_0}{4} \pi a \sum_n \left(\sigma_n \sum_m |v_{nm}^2| \right). \quad (16)$$

Wie im Abschnitt 2.1 dargelegt wurde, kann man näherungsweise annehmen, daß die mittlere Schnelle von Zylindern innerhalb der durch Gl. (15) gegebenen Grenzen jeweils durch Eigenschwingungen einer bestimmten Knotenanzahl, die n_R heiße, bestimmt ist. Es gilt also näherungsweise

$$\bar{v}^2 = \frac{1}{4} \sum_{n,m} |v_{nm}^2| \approx \frac{1}{4} \sum_m |v_{n_R m}^2|. \quad (17)$$

Aus dieser Beziehung kann man aber noch nicht schließen, daß die Eigenschwingungen mit einer Knotenanzahl n_R auch die abgestrahlte Leistung bestimmen; denn wie Gl. (16) zeigt, ist für die Abstrahlung das Produkt $\Sigma (\sigma_n \Sigma |v_{nm}^2|)$ maßgebend.

Man kann also zwei Grenzfälle unterscheiden:

- a) Diejenigen Eigenschwingungen, die am meisten angeregt werden, also die Knotenanzahl n_R haben, bestimmen die abgestrahlte Leistung. In diesem Fall gilt wegen Gl. (6 a) und (17) $\bar{\sigma} \approx \sigma_{n_R}$.
- b) Diejenigen Eigenschwingungen, die stark angeregt sind und fast allein die Schnelle der Rohrwandung bestimmen, werden kaum abgestrahlt, weil der dazugehörige Abstrahlgrad sehr klein ist. Statt dessen bestimmen andere Eigenschwingungen (mit wenigen Knoten), die zwar fast keinen Beitrag zur Schnelle liefern, wegen ihres sehr viel größeren Abstrahlgrades allein die abgestrahlte Leistung. Das bedeutet, daß man in Gl. (16) die Summation durchführen muß.

Der Fall a), der in diesem Abschnitt behandelt werden soll, liegt dann vor, wenn zwei Bedingungen gleichzeitig erfüllt sind. 1. Wenn sich σ_n beim Übergang von einer Knotenanzahl zur anderen nicht stark ändert. 2. Wenn sich das mittlere Schnellequadrat an den Übergangsstellen stark ändert.

Aus Bild 1 kann man ersehen, daß die erste Bedingung sicher erfüllt ist, wenn $\sigma_{n_R} \geq 1$ ist. Wie im Abschnitt 1 gezeigt wurde, gilt diese Ungleichung für $k_0 a \geq n_R$. Setzt man diese Beziehung in Gl. (15) ein, so folgt das praktisch wichtige Resultat, daß für $f \geq c_0^2/1,8 c_L h$, also für relativ dickwandige Rohre bei hohen Frequenzen, $\bar{\sigma} \approx \sigma_{n_R} \approx 1$ gesetzt werden kann. Man hat also bei Zylindern genau so wie bei Platten, die zu Biegewellen angeregt sind, für $f > c_0^2/1,8 c_L h$ einen Abstrahlgrad von etwa eins.

Dieses Ergebnis ist sehr einleuchtend, denn in dem eben angegebenen Frequenzbereich ist der doppelte Abstand zweier Knoten längs eines Umfanges (also die „Wellenlänge“ auf dem Zylinderumfang) stets größer als die Luftwellenlänge. Es wird aus diesem Vergleich auch klar, daß in dem angegebenen Frequenzbereich das Abstrahlverhalten vom Verhältnis l/a ziemlich unabhängig ist.

Das unter a) beschriebene Verhalten kann aber auch vorliegen, wenn $l/a > 50$, also der Sprung des mittleren Schnellequadrates sehr groß und $n \leq 4$ ist, also sich σ_n an den Übergangsstellen nicht stark ändert (siehe Bild 1). Dieser Fall liegt speziell bei langen Rohren mit kleinem Durchmesser vor. Die gerechneten Werte von $\bar{\sigma}$ sind für derartige Rohre in Abhängigkeit vom Frequenzverhältnis f/f_1 in Bild 3 aufgetragen.

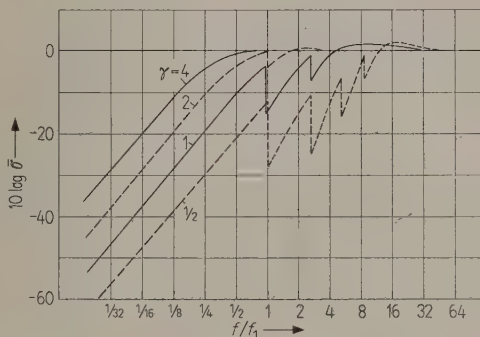


Bild 3. Kurven zur Berechnung der Abstrahlung von punktförmig angeregten Zylindern. Die Kurven sind gültig für $f > c_0^2/6 c_L a$. Es bedeuten $f_1 = 0,12 c_L h/a^2$, $\gamma = c_L h/c_0 a$.

2.3. Abstrahlung von kurzen, dünnwandigen Rohren mit großem Durchmesser

Für diesen Fall kann man sicher nicht mit $\bar{\sigma} \approx \sigma_{n_R}$ rechnen; vielmehr liegt hier das im letzten Abschnitt unter b) genannte Verhalten vor. Es gilt also, wie aus Gl. (6 a) und (16) folgt,

$$\sigma \bar{v}^2 = \frac{1}{4} \sum_n \left(\sigma_n \sum_m |v_{nm}^2| \right). \quad (18)$$

Diese Gleichung läßt sich am einfachsten auswerten, wenn man annimmt, daß das Rohr konphas über die ganze Länge schwingt, also stets $m=0$ ist. (Die erhaltenen Ergebnisse gelten aber auch unter weniger einschränkenden Bedingungen.) In diesem Fall kann man die Schnelle der Zylinderwandung durch

$$v(\varphi) = \sum_n v_n \cos n \varphi$$

darstellen und erhält analog zu Gl. (11) für den Widerstand

$$Z_n = \frac{\rho h}{i\omega} (\omega^2 - \omega_n^2).$$

$\frac{\omega_n^2}{v_n^2}$ kann man aus Gl. (12) für $m=0$ erhalten. Für v_n^2 ergibt sich dann bei punktförmiger Anregung

$$|v_n^2| = \frac{|F|^2}{4\pi^2 a^2 \rho^2 h^2} \frac{1}{|\omega^2 - \omega_n^2|^2}. \quad (18a)$$

Setzt man diesen Ansatz in Gl. (18) ein und integriert über das anregende Frequenzband $\Delta\omega$, dann erhält man

$$\bar{\sigma} \sum_n \int \frac{d\omega}{|\omega^2 - \omega_n^2|^2} = \sum_n \int \sigma_n \frac{d\omega}{|\omega^2 - \omega_n^2|^2}. \quad (19)$$

Für den Fall, daß jeweils nur sehr wenige Eigenresonanzen im betrachteten Frequenzband liegen, d. h. n klein ist, und σ_n sich nicht stark mit n ändert, genügt es, in Gl. (19) nur ein Glied der Summe, nämlich das mit $n=n_R$ zu betrachten; das ist aber gleichbedeutend mit der Beziehung $\bar{\sigma} \approx \sigma_{n_R}$. Die im Abschnitt 2.2 angegebenen Ergebnisse, also auch Bild 3, bleiben demnach auch im Fall von konphas über die ganze Länge schwingenden Zylindern gültig.

Ist aber der Abstand der Eigenfrequenzen ω_n ziemlich klein und der Sprung von σ_n mit n sehr groß, dann muß man mehrere Summenglieder berücksichtigen. Das ist aber weiter nicht schwierig, wenn das in Abschnitt 2.2 unter b) genannte Verhalten vorliegt; denn in diesem Fall spielen die hauptsächlich angeregten Eigenschwingungen, d. h. die Eigenfrequenzen, die im Integrationsbereich liegen, keine Rolle. Da weiterhin, wie aus Bild 1 ersichtlich, der Abstrahlgrad um so größer ist, je kleiner n ist, genügt es, die Eigenschwingungen mit kleinen Knotenzahlen, also mit $\omega_n \ll \omega$ zu betrachten.

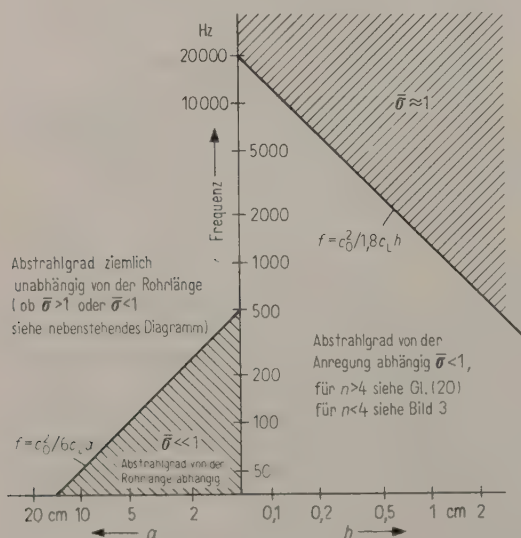


Bild 4. Prinzipielles Verhalten der Schallabstrahlung von Rohren.

Damit kann die rechte Seite von Gl. (19) angenähert werden:

$$\sum_n \int \sigma_n \frac{d\omega}{|\omega^2 - \omega_n^2|^2} \approx \frac{\Delta\omega}{\omega^4} \sum_n \sigma_n.$$

(Diese Beziehung gilt sicher für $\sigma_{n_R} < \eta^2$.)

Die linke Seite von Gl. (19) läßt sich nach demselben Verfahren und mit der gleichen Näherung wie Gl. (14) berechnen. Man erhält so schließlich

$$\bar{\sigma} \approx \frac{2\eta\Delta\omega}{\pi\omega\Delta N'} \sum_n \sigma_n \approx \frac{2,2\eta}{\pi\omega} k_0 a \frac{\Delta\omega}{\Delta N'}. \quad (20)$$

($\Delta N'$ ist die Anzahl der durch Gl. (15) gegebenen Eigenresonanzen im Bereich $\Delta\omega$.) Die zweite Näherung in Gl. (20) gilt sicher für $k_0 a < 20$. Sie wurde einfach durch Summation der aus Bild 1 entnommenen Werte von σ_n erhalten.

Im Bild 4 sind zur besseren Übersicht die Bereiche, in denen die verschiedenen Näherungsformeln gültig sind, eingetragen.

3. Meßergebnisse

Zur Messung von $\bar{\sigma}$ wurde der jeweils zu untersuchende Zylinder mit einem elektrodynamischen Körperschallsender mit Rauschen von Terzbreite oder auch mit Heultönen angeregt. Das mittlere Schnellequadrat wurde mit Hilfe eines Beschleunigungsabtasters durch Messung an mehreren Stellen des Rohres ermittelt. Die abgestrahlte Leistung wurde aus dem gemessenen Schalldruck, der in einem halligen Raum erzeugt wird, berechnet.

Die Messung des Verlustfaktors erfolgte durch die Bestimmung der Halbwertsbreite $\delta\omega$ von Resonanzschwingungen der Zylinderwandung nach der Gleichung $\eta = \delta\omega/\omega_n$. Diese Beziehung ist wegen Gl. (11) und (12) auch für Zylinder gültig. Teilweise wurde η auch aus der Nachhallzeit T von Biegeschwingungen nach der Gleichung $\eta = 2,2/T \cdot f$ bestimmt. Die Streuungen der gemessenen Werte von η waren sehr groß. In einigen Fällen gingen die Unterschiede bis zu einem Faktor 3.

Die Bilder 5 und 6 zeigen gemessene Werte von $\bar{\sigma}$. Aus Gl. (15) läßt sich entnehmen, daß für diese Rohre nur die Schwingungen mit $n \leq 4$ interessant sind. Aus diesem Grunde sind als theoretische Kurven die aus Bild 3 entnommenen Abstrahlgrade eingezeichnet. Wie man sieht, stimmen sie relativ gut mit den Meßwerten überein. Selbstverständlich weisen die Meßwerte nicht so ausgeprägte Sprünge auf, weil in Wirklichkeit der Übergang von einer Schwingungsform auf die andere nicht un stetig erfolgt.

Bild 7 zeigt ein Beispiel, bei dem im gemessenen Frequenzbereich $n_R > 3$ ist. Man sieht, daß in diesem Falle Gl. (20) bereits eine einigermaßen brauchbare Näherung liefert, während die wie in Bild 3 berechneten Werte viel zu klein wären.

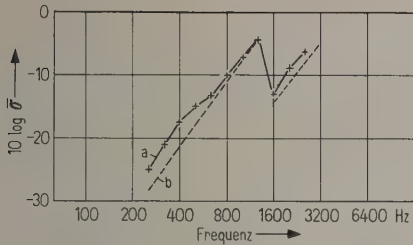


Bild 5. Abstrahlmaße eines Stahlrohres ($a = 3,5$ cm, $h = 0,3$ cm, $l = 540$ cm);
Kurve a: gemessen,
Kurve b: aus Bild 3 entnommene Werte.

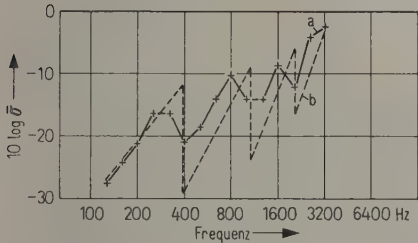


Bild 6. Abstrahlmaße eines Stahlrohres ($a = 5,7$ cm, $h = 0,2$ cm, $l = 577$ cm);
Kurve a: gemessen,
Kurve b: aus Bild 3 entnommene Werte.

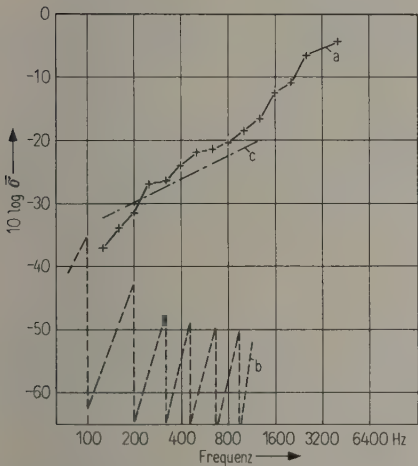


Bild 7. Abstrahlmaße eines Stahlrohres ($a = 15,7$ cm, $h = 0,15$ cm, $l = 200$ cm, $\eta = 0,008$);
Kurve a: gemessen,
Kurve b: Berechnung wie in Bild 3,
Kurve c: nach Gl. (20) berechnete Werte.

Die Bilder 8 und 9 wurden am gleichen Rohr mit und ohne zusätzlichen Dämpfungsbelag erhalten. In diesem Fall war stets $n_R > 7$. Wie man erkennen kann, macht sich die zusätzliche Dämpfung, wie nach Gl. (20) zu erwarten, tatsächlich in einer Erhöhung der Abstrahlgrade bemerkbar. Aus Gl. (18 a) und (19) läßt sich sogar zeigen, daß für

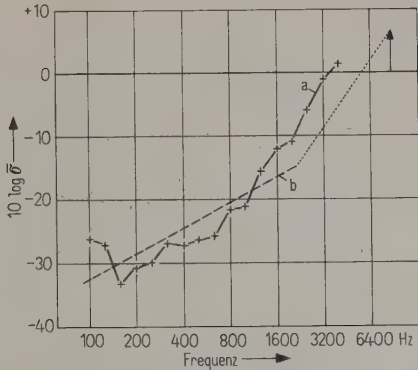


Bild 8. Abstrahlmaße eines Stahlrohres ($a = 36$ cm, $h = 0,13$ cm, $l = 77$ cm, $\eta = 0,01$);
Kurve a: gemessen,
Kurve b: nach Gl. (20) berechnete Werte.

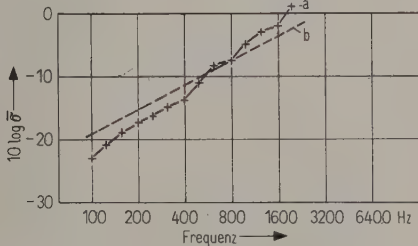


Bild 9. Wie Bild 8, jedoch $\eta = 0,2$.

$f \ll c_0^2/1,8 c_L h$ im stationären Zustand (d. h. ohne Berücksichtigung der Ein- und Ausschwingvorgänge) ein durch eine Punktkraft angeregter Zylinder mit großem Durchmesser gleich viel Schall abstrahlt, ob er gedämpft ist oder nicht.

In Bild 8 ist ein Teil der gerechneten Kurve punktiert gezeichnet. Es handelt sich hier um das Übergangsgebiet zwischen der Gültigkeitsgrenze von Gl. (20) und dem Bild 1 zu entnehmenden Abstrahlgrad an der Stelle $k_0 a = n_R$, d. h. $f = c_0^2/1,8 c_L h$.

4. Anhang

Von den verschiedenen in der Literatur angegebenen Zylindergleichungen sind die von Lord RAYLEIGH [9] wahrscheinlich die einfachsten. Wenn die Radialkomponente der Schnelle v heißt und die Tangential- und Axialkomponenten mit v_t bzw. v_a bezeichnet werden, dann lassen sie sich mit dem Ansatz von Gl. (1) und entsprechenden Ausdrücken für v_t und v_a auf die Form

$$\left(1 - \frac{\omega^2 a^2}{c_L^2}\right) v + n v_t + \nu \frac{2 \pi a}{\lambda_z} v_a = \frac{i \omega a^2}{c_L^2 \rho h} p', \quad (21)$$
$$n v + \left[n^2 + \frac{1 - \nu}{2} \left(\frac{2 \pi a}{\lambda_z}\right)^2 - \frac{\omega^2 a^2}{c_L^2}\right] v_t + \frac{1 + \nu}{2} \frac{2 \pi a}{\lambda_z} n v_a = 0,$$

$$\nu \frac{2\pi a}{\lambda_z} v + \frac{1+\nu}{2} \frac{2\pi a}{\lambda_z} n v_t + \left[\left(\frac{2\pi a}{\lambda_z} \right)^2 + \frac{1-\nu}{2} n^2 - \frac{\omega^2 a^2}{c_L^2} \right] v_a = 0$$

bringen. Dieses Gleichungssystem gilt auch für die einzelnen Summanden von Gl. (7) und (8). (Man beachte, daß hier im Gegensatz zur üblichen Darstellungsweise nicht mit den Ausschlägen, sondern mit deren zeitlichen Ableitungen, also den Schnellen, gerechnet wird.)

Gl. (21) unterscheidet sich von den von CREMER [6] und KENNARD [5] (siehe auch SMITH [7]) angegebenen Näherungsgleichungen für dünnwandige Zylinder nur durch das erste Glied der ersten Zeile. Für dieses Glied, das α_{11} heißen möge, gibt CREMER an

$$\alpha_{11} = 1 - \frac{\omega^2 a^2}{c_L^2} + \frac{h^2}{12 a^2} \left(n^2 + \frac{4 \pi^2 a^2}{\lambda_z^2} \right)^2$$

und KENNARD

$$\alpha_{11} = 1 - \frac{\omega^2 a^2}{c_L^2} + \frac{h^2}{12 a^2} \left[\left(n^2 + \frac{4 \pi^2 a^2}{\lambda_z^2} \right)^2 - \frac{4-\nu}{2(1-\nu)} n^2 + \frac{2+\nu}{2(1-\nu)} \right].$$

Man kann nun leicht zeigen, daß sich der aus dem linearen Gleichungssystem (21) ergebende Widerstand auf die Form

$$Z = \frac{p}{v} = \frac{c_L^2 \rho h}{i \omega a^2} \alpha_{11} + L(n, \lambda_z, a, \dots)$$

bringen läßt, wobei die Funktion $L(n, \lambda_z, a, \dots)$ nicht mehr vom Koeffizienten α_{11} abhängt. Die nach RAYLEIGH, CREMER und KENNARD erhaltenen Wider-

stände unterscheiden sich also nur durch additive Glieder.

Damit läßt sich der Geltungsbereich des von CREMER [6] angegebenen Ausdrucks für den Widerstand, der im Hinblick auf die Luftschalldämmung von Rohren abgeleitet wurde, und – was für diesen Zweck zu keinen großen Fehlern führt – die Eigenschwingungen bei kleinen n nicht exakt erfaßt, erweitern, indem man den von KENNARD angegebenen Ausdruck für α_{11} in die Gleichung für den Widerstand einsetzt. Man erhält dann die Gl. (11) und (12), die auch für kleine n die richtigen Ringfrequenzen liefern.

Herrn Professor Dr. L. CREMER bin ich für die Stellung der Aufgabe und für zahlreiche wertvolle Ratschläge und Hinweise während der Durchführung der Arbeit zu großem Dank verpflichtet.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei an dieser Stelle dafür gedankt, daß sie durch Gewährung von finanziellen Mitteln die vorliegenden Untersuchungen ermöglichte.

(Eingegangen am 12. September 1958.)

Schrifttum

- [1] JUNGER, M. C., J. acoust. Soc. Amer. **25** [1953], 40.
- [2] CREMER, L., Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Bd. 3, § 62, S. Hirzel Verlag, Leipzig 1950.
- [3] GÖSELE, K., Acustica **3** [1953], 243.
- [4] HECKL, M., Schallabstrahlung und Schalldämmung von Zylinderschalen. Dissertation, Technische Universität Berlin, 1957.
- [5] KENNARD, E. H., J. appl. Mech. **20** [1953], 33.
- [6] CREMER, L., Acustica **5** [1955], 245.
- [7] SMITH, P. W., J. acoust. Soc. Amer. **29** [1957], 721.
- [8] HOPPE, Crelle **63** [1871], 158.
- [9] Lord RAYLEIGH, Theory of sound I, § 232 – 235.

Buchbesprechung

L. HERFORT und H. WINTER, Ultraschall. B. G. Teubner Verlagsges., Leipzig 1958, 235 Seiten, 65 Bilder, Tafelanhang, 13 cm \times 19 cm, gebunden DM 12,–.

Mit dem vorliegenden Band 15 „Ultraschall“ der „Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Bibliothek“ geben die Verfasser eine kurze übersichtliche Darstellung der wichtigsten Grundlagen und Anwendungen des Ultraschalls.

Im ersten Teil des Buches werden die Methoden zur Erzeugung von Ultraschall, die Ausbreitungsgesetze, physikalische und chemische Wirkungen und die Nachweis- und Meßmethoden behandelt. Hierbei hat das Bemühen um eine kurze Darstellung leider bei der Erläuterung des Langevinschen Schallstrahlungsdruckes und der Lumineszenz-Erscheinungen zu ungerechtfertigten Vereinfachungen geführt. Bei weitgehendem Verzicht auf mathematische Ableitungen ist jedoch zu begrüßen, daß wichtige Formeln im Druck hervorgehoben wurden.

Der zweite, umfangreichere Teil des Buches umfaßt im ersten Abschnitt Anwendungen in der Physik, wie

Schallgeschwindigkeitsmessung, Absorption in Gasen, Flüssigkeiten und Festkörpern, ferner Anwendungen bei der hochfrequenten Lichtmodulation, der Nachrichtentechnik, Materialprüfung und industriellen Verfahrenstechnik. In den zwei folgenden Abschnitten findet sich eine ausführlichere Darstellung der Anwendungen in Biologie und Medizin.

Ein ausreichendes Quellen- und Literaturverzeichnis (insgesamt 625 Zitate) erleichtert die weitergehende Information durch Monographien und Originalarbeiten. In einem Tafelanhang finden sich unter anderem Abbildungen von handelsüblichen Ultraschallgeräten ost- und westdeutscher Firmen.

Der Versuch auf verhältnismäßig kleinem Raum eine möglichst weitgehende Übersicht zu vermitteln, darf als gelungen angesehen werden, so daß denjenigen, denen besonders an den Anwendungen des Ultraschalls in Technik, Biologie oder Medizin gelegen ist, das Buch warm empfohlen werden kann. Ebenso dürfte Studierenden und denen, die sich über das Gebiet informieren möchten, die Lektüre sehr nützlich sein.

W. EISENMENGER

DIE LAUTSTÄRKE VON KRAFTFAHRZEUGGERÄUSCHEN

von H.-J. RADEMACHER, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Zusammenfassung

Es werden subjektive Lautstärkemessungen von Kraftfahrzeuggeräuschen beschrieben, deren Ergebnisse erläutert und die Möglichkeiten einer objektiven Bestimmung der Lautstärke erörtert. Aus den Ergebnissen für 60 Kraftrad- und 12 Lastkraftwagengeräusche folgt, daß die Lautstärke dieses Geräuschtyps innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit nur vom Schallpegel und der Frequenzbandbreite abhängt, über deren Einfluß quantitative Angaben gemacht werden. Zwischen den Ergebnissen bekannter Lautstärkeberechnungsverfahren sowie der DIN-Lautstärkemessung kommen sowohl untereinander als auch gegenüber der subjektiven Lautstärke beträchtliche Differenzen vor.

Summary

Subjective loudness measurements of heavy lorries are described and the possibility of objective estimates discussed. The loudness of such noises proves to depend within the precision of measurements, only on sound pressure level and frequency bandwidth. There are considerable differences between the results obtained from well-known methods of loudness calculating, including the DIN method, and those derived from subjective measurements.

Sommaire

On décrit des mesures subjectives de l'intensité acoustique des bruits de camion dont on explique les résultats et on discute la possibilité d'une définition objective de l'intensité acoustique. Des résultats de mesures de bruits relevés sur 60 motocyclettes et 12 camions poids lourds, il s'en suit que l'intensité de ces types de bruit dépend, dans les limites de précision de la mesure, seulement du niveau acoustique et de la largeur de la bande de fréquence, sur l'influence desquelles des données quantitatives sont fournies. Les résultats des procédés de calcul de la sonie connus ainsi que ceux de la «DIN-Lautstärkemessung» présentent aussi bien entr'eux que vis à vis de l'intensité acoustique subjective de grosses différences.

1. Einleitung

Die Lärmbekämpfung ist heute zu einem aktuellen Problem geworden, da der Lärm in seinem ständigen Anwachsen als Folge der fortschreitenden Mechanisierung und Motorisierung immer mehr zu einem Hauptfeind der menschlichen Gesundheit zu werden droht. Abgesehen von den direkten organischen Schäden, die infolge Einwirkung extrem hoher Schalldrucke auftreten, ist meistens damit zu rechnen, daß Lärm indirekt schädigt. Darunter sind die Einwirkungen auf das vegetative Nervensystem zu verstehen, dessen anhaltende Alarmierung durch Schall ein merkliches Nachlassen der menschlichen Leistungsfähigkeit und schließlich organische Schäden (Kreislaufstörungen) verursachen kann. Den Nachweis für diese Behauptung führen zahlreiche Autoren (siehe z. B. [1]).

Die Lärmquelle, von der die Allgemeinheit mit am meisten betroffen wird, bilden die Verkehrsgeschäfte. In dem Bemühen, hier Abhilfe zu schaffen, ist die Ausführung der vorliegenden Arbeit veranlaßt worden. Ihr Hauptzweck ist die Untersuchung der subjektiven Wirkung der Geräuscherzeuger, um Anhaltspunkte für praktische Bekämpfungsmaßnahmen zu gewinnen. Zur Charakterisierung der sub-

jektiven Wirkung wurde die Lautstärke — also die Stärke des Höreindrucks — als am besten geeignet erachtet.

2. Die subjektive Bestimmung der Lautstärke

Die Lautstärke eines Schalles bestimmt man bekanntlich durch Vergleich mit einem Normalschall. Nach DIN 1318 ist als Normalschall festgesetzt eine ebene fortschreitende Schallwelle der Frequenz 1000 Hz, die genau von vorn auf den Kopf des Beobachters trifft; seine Lautstärke ist nach Definition zahlenmäßig gleich seinem Schalldruckpegel (bezogen auf $2 \cdot 10^{-4}$ dyn/cm²) und erhält die Bezeichnung „phon“. Werden Prüfschall und Normalschall als gleich laut empfunden, so wird die Lautstärke des Prüfschalles durch die betreffende phon-Zahl des Normalschalles gekennzeichnet.

Für die experimentelle Ermittlung dieses Gleichlaut-Wertes sind verschiedene Methoden üblich. Zu den bekanntesten zählen das „Einregelungsverfahren“ (der Beobachter regelt den Pegel eines Schalles, bis er ebenso laut ist wie der andere Schall) und das „Konstanzverfahren“ (der Beobachter entscheidet, welcher von zwei — im Pegel fest vorgegebenen — Schallen der lautere oder leisere ist).

Die Methode der „Schätzung des Lautstärkeverhältnisses“ von Prüfschall und Normalschall wird selten verwendet. CALLAWAY [2] untersuchte aber gerade nach diesem Verfahren die Auspuffgeräusche von Lastkraftwagen mit gutem Erfolg. Hierdurch angeregt und ermutigt, sind auch die eigenen Untersuchungen nach einem solchen „Rangordnungsverfahren“ ausgeführt worden.

Dieses ist besonders dann von Vorteil, wenn eine Vielzahl von Geräuschen untersucht werden soll, da es gegenüber den anderen Verfahren erheblich weniger Zeit beansprucht. Dieser Gesichtspunkt ist im vorliegenden Fall auch deshalb von Bedeutung, weil die Untersuchungen im freien Schallfeld stattfinden sollten. Da jedoch ein reflexionsfreier Raum nicht zur Verfügung stand, mußte ein offener Platz im Freien auf dem Gelände der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt gewählt werden. Die dadurch bedingte Wetterabhängigkeit förderte den Entschluß, ein zeitsparendes Meßverfahren zu wählen. Seine praktische Ausführung soll im folgenden beschrieben werden.

Die zu prüfenden Geräusche werden den Beobachtern nacheinander dargeboten. Die Beobachter erhalten die Instruktion, allein die Lautstärke der Geräusche zu beurteilen, worunter am besten die Stärke der Hörempfindung zu verstehen sei. Zur Festlegung der Urteile dient eine Einteilung in acht Klassen, wobei die leisesten von allen dargebotenen Geräuschen in Klasse 1, die lautesten in Klasse 8 einzureihen sind. Die besondere Kennzeichnung eines leisesten oder lautesten Geräusches findet nicht statt, um die Entscheidungsfreiheit der Beobachter so wenig wie möglich einzuengen. Vor der Urteilsfindung wird den Beobachtern Gelegenheit gegeben, den gesamten Geräuschkomplex anzuhören. Sie sollen sich dabei mit der ihnen gestellten Aufgabe vertraut machen, sich an Lautstärkeumfang und Klangcharakter der Geräusche gewöhnen und versuchen, vorläufige Urteile zu bilden, vor allem bezüglich der leisesten bzw. lautesten Geräusche. Es zeigte sich, daß schon nach einmaligem Anhören die meisten Beobachter sich für fähig hielten, den Versuch auszuführen. Dieses Vertrauen in die Erfüllbarkeit der Aufgabe ist notwendig, damit in der kurzen Zeit zwischen zwei Geräuschen eine spontane Entscheidung für die Klassifizierung getroffen werden kann. Bei der Auswertung konnte festgestellt werden, daß die überwiegende Mehrzahl der Beobachter wirklich in der Lage war, bei den folgenden Darbietungen der Geräusche vernünftige, reproduzierbare Beurteilungen abzugeben. Insgesamt werden von jedem Beobachter drei Urteile abgegeben, da nach dem Gewöhnungsversuch die Geräusche noch dreimal dargeboten werden. Die Reihenfolge der Geräusche in jeder dieser Darbietungen ist verschieden, um Fehl-

urteile zu vermeiden, die von einer Beeinflussung der Lautstärkeurteile durch die Art der Geräuschordnung herrühren könnten. So wäre es z. B. denkbar, daß ein bestimmtes Geräusch, wenn ihm ein sehr lautes unmittelbar vorausgeht, in eine niedrigere Klasse eingestuft wird, als es bei einem sehr leisen der Fall wäre.

In dieser Weise gelingt es, die Geräusche ihrer Lautstärke nach zu ordnen. Damit lassen sich Aussagen machen über die Bedeutung von Frequenzgehalt, Intensität und anderer für die Stärke des Höreindrucks verantwortlicher Parameter, sowie objektive Meß- und Berechnungsverfahren auf ihre Eignung prüfen, ob sie diese Ordnung annähernd richtig wiederzugeben vermögen. Es fehlt jedoch zunächst noch die absolute Festlegung der Lautstärke, also der Anschluß an die phon-Skala. Um dieses zu erreichen, wird zwischen die Kraftfahrzeuggeräusche ein Terzbandrauschen mit der Mittelfrequenz 1000 Hz eingeblendet. Dieses Rauschen wird an Stelle des eigentlich als Normalschall vorgeschriebenen 1000-Hz-Tones genommen, weil es sich leichter mit Geräuschen vergleichen läßt und das Auftreten hörbarer Interferenzerscheinungen am Beobachtungsort verhindert wird. Terzbandrauschen und Ton sind bei gleichem effektivem Schalldruck auch gleich laut. Das Terzbandrauschen wird in mehreren um je 6 dB verschiedenen Pegeln gesendet, die so bemessen sind, daß mit gleichmäßiger Verteilung auf die acht Klassen gerechnet werden kann. Mittels dieser Maßnahme wird also eine Eichung in phon-Werten erhalten.

Es dürfte einleuchten, daß eine unmittelbare Verwendung der Originalschallquellen während der Versuche nicht möglich ist, sondern der Umweg über die Magnettonaufnahme beschritten werden muß. Die Wiedergabe erfolgt über eine geeignete Verstärker- und Lautsprecheranlage. In 4 m Abstand vom Lautsprecher sitzen die Beobachter auf einem Stuhl, der in der Höhe verstellbar ist und eine Einrichtung zum Fixieren des Kopfes besitzt, so daß sich die Ohren aller Teilnehmer stets an demselben Ort des Schallfeldes befinden. An gleicher Stelle wird das Mikrophon des Schallpegelmessers angebracht, mit dem die objektiven Messungen der Geräusche durchgeführt werden. Alle Angaben über Schallpegel und Frequenzspektren, die in dieser Arbeit gemacht werden, beziehen sich also auf die am Ort des Beobachters vorgenommenen Messungen.

3. Auswertung der Experimente

An den Versuchen nahmen 20 bis 25 Beobachter teil, so daß bei drei Urteilen je Beobachter insgesamt 60 bis 75 Urteile für jedes Geräusch abgegeben wurden. Nach den vorliegenden Erfahrungen

reicht diese Zahl aus, um die Lautstärke hinreichend genau zu bestimmen. Zur anschaulichen Demonstration dieser Behauptung sind die Häufigkeitsverteilungen der Urteile für acht Geräusche in Bild 1 ge-

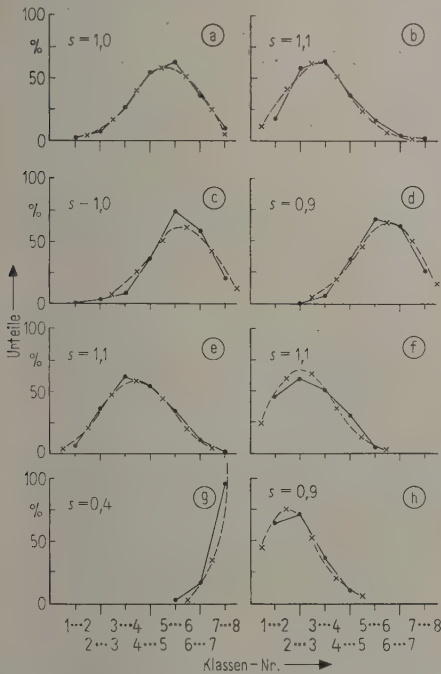


Bild 1. Die Häufigkeitsverteilung der Urteile beim Rangordnungsverfahren, wenn die Urteile aus allen drei Darbietungen zusammengefaßt werden, am Beispiel von acht Geräuschen. Neben der experimentell gefundenen (●—●) ist die theoretische binomische Verteilung (x—x) eingezeichnet.

zeichnet. Jedes Teilbild gilt für ein Geräusch. Eingetragen ist der Prozentsatz der Urteile, der auf je zwei benachbarte Klassen entfällt (ausgezogene Kurve und Punkte). Die Auswahl dieser acht Geräusche ist repräsentativ für alle anderen. Man erkennt symmetrische Verteilungen für Geräusche mittlerer Lautstärke sowie die bis zur Einseitigkeit unsymmetrischen Kurven für die lautesten bzw. leisen Geräusche. Diese Unsymmetrie ist von vornherein zu erwarten, da ja den Beobachtern auferlegt wurde, die lautesten bzw. leisen Geräusche in Klasse 8 bzw. 1 einzuordnen, außerhalb 1 und 8 aber keine Bewertungsziffern zur Verfügung stehen. Die Klassen 1 und 8 müssen also zu Häufungspunkten einseitiger Verteilungen werden, je eindeutiger die betreffenden Geräusche als extrem laut oder leise erkannt werden.

Dieser Typ der Häufigkeitsverteilung ist in der Statistik als Binomialverteilung bekannt. Wie gut die experimentelle und eine theoretische binomische Verteilung übereinstimmen, zeigt ebenfalls Bild 1.

Die durch Kreuze gekennzeichneten Werte sind nach der binomischen Formel $\varphi = \binom{N}{Z} p^Z q^{N-Z}$ errechnet worden. Dabei wurde der Ansatz gemacht: $N=7$ (demnach $Z=0,1,\dots,7$, also 8 Glieder) und $p=1-q=\frac{m}{N}$, wobei m der experimentell gefundene arithmetische Mittelwert ist. Die Abweichungen zwischen experimenteller und theoretischer Verteilung sind nur zufällig, was sich durch Anwendung des χ^2 -Tests beweisen läßt. Deshalb kann der Schluß gezogen werden, daß auch die Streuung in den Urteilen der Beobachter nur eine Zufallsstreuung ist, die den Gesetzen der Statistik unterliegt.

Zur Kennzeichnung des Ranges der Geräusche in der Klassenskala wird der arithmetische Mittelwert aus allen Urteilen genommen. Das Mittel wird auf eine Dezimale errechnet; beim Übergang zu phon-Zahlen wird dann auf ganzzahlige Werte abgerundet. Die Abrundung erfolgt nicht schematisch, sondern unter Berücksichtigung der Lage der häufigsten Werte, insbesondere bei den Grenzfällen Klasse 1 und 8. Neben dem Mittelwert werden die Verteilungen durch die Standardabweichungen s charakterisiert. In den Beispielen des Bildes 1 sind diese mit angegeben. Für mittlere Klassen ergibt sich $s \approx 1$; in einem Bereich von etwa ± 1 Klasse liegen also 68% aller Urteile. Die Geräusche mit extremen Lautstärken bilden wieder eine Ausnahme,

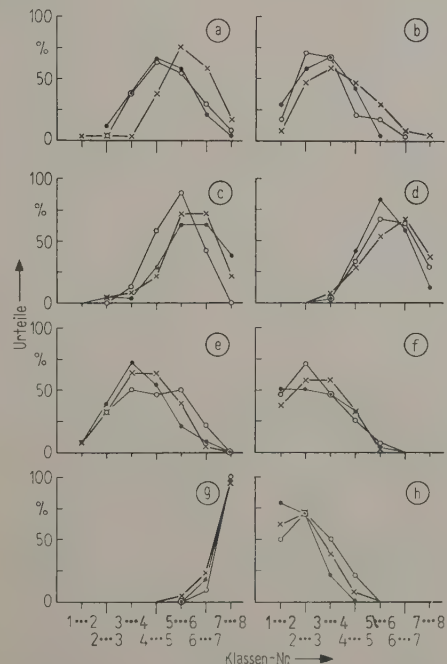


Bild 2. Experimentelle Häufigkeitsverteilungen der Urteile nach Darbietungen getrennt. Die Geräusche sind dieselben wie in Bild 1; x Darbietung 1, o Darbietung 2, ● Darbietung 3.

da ihre Standardabweichungen erheblich geringer sind. Das läßt darauf schließen, daß sie eben auf Grund ihrer extremen Lautstärke von den Beobachtern besser beurteilt werden können.

In Bild 2 sind für dieselben Geräusche die Verteilungskurven für jede einzelne der drei Darbietungen enthalten. Zu jeder Verteilung hat jeder Beobachter nur ein Urteil beige-steuert. Aus der Differenz der Mittelwerte ergibt sich, daß bei nur 20 bis 25 Beobachtungen infolge der individuellen Urteilsschwankungen die Rangstufe der Geräusche um maximal eine Klasse schwankt. Die geringen Differenzen bei extremen Geräuschen (g und h) zeigen deren gute Identifizierbarkeit.

Die Unterschiede zwischen den drei Verteilungskurven, die bei den in Bild 2 gebrachten Beispielen zu erkennen sind, können dadurch verursacht sein, daß die Beurteilung des betreffenden Geräusches von äußeren Versuchsbedingungen beeinflusst wird, da seine Anordnung gegenüber den übrigen Geräuschen in jeder der drei Darbietungen eine andere ist. Insbesondere ist daran zu denken, daß die unmittelbar vorangehenden Geräusche für das Urteil bestimmend wirken können. Naheliegend ist eine Kontrastwirkung: Nach sehr lauten Geräuschen erscheint ein Geräusch relativ leiser als nach sehr leisen. Mit solchen Einflüssen muß gerechnet werden, auch wenn die Instruktion erteilt wurde, die Bewertung nicht nach den vorangehenden Geräuschen auszurichten, sondern das Lautstärkeverhältnis zu allen Geräuschen zu beachten. Da diese leider nur nacheinander gehört werden können, wird aber eine außerordentlich hohe Anforderung an das akustische Gedächtnis gestellt, deren Erfüllbarkeit zunächst zweifelhaft erscheint. Zur Klärung dieser Frage soll Bild 3 beitragen. Hier sind für alle Fahrzeuggeräusche einer Versuchsreihe die Rangstufen jeder Darbietung zusammen mit den Rangstufen des jeweils vorausgehenden Geräusches dargestellt. Zur Erläuterung soll folgendes Beispiel dienen: Dem Geräusch Nr. 4 geht bei der ersten Vorführung eines mit Rang 5,4 voraus, in der zweiten eines mit Rang 1,3 und in der dritten eines mit Rang 7,8. Das Geräusch Nr. 4 selbst hat dabei die Beurteilungsziffern 6,5, 7,4, 7,7 erhalten. Nach einem sehr leisen Geräusch (Rang 1,3) wird Nr. 4 also um 0,9 Einheiten höher bewertet als nach einem lauten Geräusch (Rang 5,4), jedoch erhält Nr. 4 seine höchste Bewertung gerade dann, wenn es auf ein sehr lautes Geräusch folgt. Ähnliche Feststellungen lassen sich bei anderen Geräuschen treffen. Das Vorkommen des Kontrasteffektes wird also nicht bestätigt, vielmehr ist ein gegensätzlicher Effekt wahrscheinlicher, daß nämlich nach leisen Geräuschen geringer bewertet wird als nach lauten. Beispiele dafür sind Nr. 8, 16, 29, 39. Die Unterschiede sind jedoch

gering, und in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle läßt sich keine Systematik feststellen. Daraus wird geschlossen, daß die äußeren Bedingungen der Meßmethode keinen wesentlichen Einfluß auf die Beurteilung haben. Differenzen zwischen den Ergebnissen der drei Vorführungen sind zufälliger Natur und auf die Schwierigkeit der Lautstärkeschätzung an sich zurückzuführen. Damit wird die Durchführbarkeit des Verfahrens bestätigt, was eigentlich auch schon aus dem glatten Verlauf der Verteilungskurven in den Bildern 1 und 2 hervorgeht. Speziell für die Auswertung der Versuche folgt, daß die Ergebnisse der drei Darbietungen zusammengefaßt behandelt werden können.

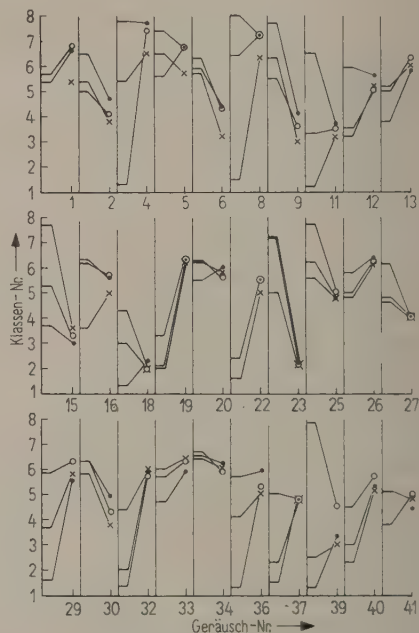


Bild 3. Die Abhängigkeit der Beurteilung eines Geräusches beim Rangordnungsverfahren vom unmittelbar vorausgehenden Geräusch. Auf der Abszisse stehen die Testnummern der Geräusche, bei denen diese Abhängigkeit überprüft wird. Ihre Rangklassen sind je nach Darbietung durch verschiedene Symbole gekennzeichnet. Der Rang der jeweils vorausgehenden Geräusche wird durch die kurzen, waagerechten Striche angedeutet. Die dünnen Schrägstriche verbinden zusammengehörende Werte; x Darbietung 1, o Darbietung 2, • Darbietung 3.

Wie schon im Abschnitt 2 erwähnt wurde, ist nicht nur beabsichtigt, eine Rangordnung der Geräusche gemäß ihrer Lautstärke zu bekommen, sondern es sollen auch quantitative Angaben in phon-Values gemacht werden. Das wird erreicht durch die Mitbeurteilung von Terzbandrauschen der Mittelfrequenz 1000 Hz. Aus einer einfachen Schalldruckmessung ergibt sich die Lautstärke des Rauschens

in phon, dieselbe Lautstärke ist dann aber auch dem zugehörigen subjektiv ermittelten Klassenwert zuzuordnen. Durch Verbindung der Meßwerte und Extrapolation ergeben sich Eichkurven, die die Klassenskale an die phon-Skala anschließen. Bild 4 bringt

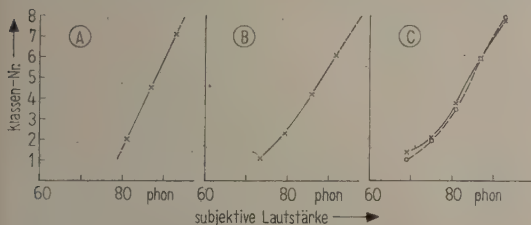


Bild 4. Der Zusammenhang von Rangklasse und subjektiver Lautstärke des Terzbandrauschens für drei verschiedene Versuchsreihen;
× arithmetischer Mittelwert aus allen Urteilen,
○ häufigster Wert aus allen Urteilen.

die Eichkurven für drei Versuchsreihen. Die eingetragenen Meßpunkte (×) sind die arithmetischen Mittelwerte aus 100 bis 180 einzelnen Urteilen. Im Test A war das Rauschen mit drei um je 6 dB verschiedenen Pegeln vertreten, bei B mit vier und bei C mit fünf Pegeln. Der Lautstärkebereich, der dem Klassenbereich von 1 bis 8 entspricht, ist bei A 79 bis 95 phon, bei B 73 bis 98 phon und bei C 69 bis 93 phon. Diese Unterschiede zwischen den Versuchsreihen überraschen nicht, denn die Klassenskale kann ja in einem beliebigen Teil der phon-Skala liegen. Ausschlaggebend dafür ist die Auswahl der Geräusche, die innerhalb einer Versuchsreihe gehört werden. Jede Eichkurve ist somit immer nur für die Geräuschgesamtheit gültig, für die sie aufgenommen wurde. Im einzelnen kommt man zu folgenden Feststellungen:

Im Bereich mittlerer Lautstärken ist der Zusammenhang zwischen phon- und Klassenwerten immer linear, nur bei kleinen Lautstärken, merkbar im Fall B und besonders bei C, herrscht keine Linearität. Eine ausgedehnte experimentelle Untersuchung darüber, ob ein gerader oder ein gekrümmter Verlauf reell ist, würde im Rahmen dieser Arbeit zu weit führen. Aus dem vorhandenen Material für C findet sich die Erklärung, daß die Ungenauigkeit für die Rauschpegel von 69 und 75 phon außerordentlich groß ist, manche Hörer können kaum zwischen beiden unterscheiden. Legt man deren Aussagen weniger Gewicht bei, indem man statt des arithmetischen Mittels den häufigsten Wert nimmt, wird die Krümmung schon deutlich geringer. Die Eichkurve bei Berücksichtigung der häufigsten Werte ist in Bild C gestrichelt eingezeichnet. Für die Bestimmung der Lautstärke der Fahrzeuggeräusche spielt diese Frage im übrigen eine untergeordnete Rolle, da nur sehr wenige von ihnen in dem gekrümmten Bereich lie-

gen, für die jederzeit eine korrigierende Abschätzung erfolgen kann, falls ihre Lautstärkewerte außergewöhnliche Abweichungen zeigen. Die Eindeutigkeit der in Bild 4 dargestellten experimentell gefundenen funktionellen Beziehung beweist erneut die Brauchbarkeit der hier entwickelten Methode der Rangordnung. In Bild 1 wurden die Standardabweichungen mit angegeben, die nun mittels der Kurven des Bildes 4 in phon ausgedrückt werden können. Da die Geräusche dem Test A entnommen wurden, findet man als größte Standardabweichung $\pm 2,75$ phon, als kleinste ± 1 phon. Da letztere nur in extremen Fällen auftritt, muß man im allgemeinen mit einer Standardabweichung von rund ± 3 phon rechnen, ein Betrag, der mit konservativen Meßverfahren nicht wesentlich unterschritten werden kann.

Zur Kontrolle der nach dem oben beschriebenen Verfahren erhaltenen Lautstärken wurden elf Geräusche auch nach der konservativen Konstanz-Methode („constant-stimuli“) gemessen. An dieser Stichprobe nahmen 15 Hörer teil, die jedes der elf Geräusche mit fünf um je 2 dB verschiedenen Pegeln des Terzrauschens vergleichen mußten. Jedem Beobachter wurde das zu prüfende Geräusch abwechselnd mit einem Normalschall festen Pegels dargeboten, solange bis er entschieden hatte, welcher Schall der lautere war. Dann wurde der Pegel des Normalschalles geändert und erneut verglichen.

Die Schalldrücke des Terzbandrauschens werden nach Möglichkeit so eingestellt, daß sich für jeden Beobachter drei Bereiche erkennen lassen. In einem Bereich ist der Normalschall deutlich lauter, in einem deutlich leiser und in einem dazwischen liegenden Bereich wird die Entscheidung unsicher, da hier die Lautstärken der beiden Schalle sich nur wenig unterscheiden. Zur Auswertung werden die insgesamt von allen Beobachtern für jedes Paar Normalschall-Prüfschall abgegebenen Urteile betrachtet. Wenn diese alle gleich sind, also entweder den Normalschall oder den Prüfschall als lauter bezeichnen, sind die beiden Schalle mit Sicherheit nicht gleich laut; diese Sicherheit wird aber geringer, wenn die Urteile gemischt vorkommen. Insbesondere zeichnet sich der Punkt aus, bei dem sich die Urteile mit je 50% die Waage halten. Hier ist die Unsicherheit der Entscheidung am größten, d. h. die beiden Schalle sind gleich laut. Als Beispiel für die Auswertung sind die Ergebnisse für sechs Geräusche in Bild 5 veranschaulicht. Auf den Abszissen sind die Lautstärken des Rauschens aufgetragen, als Ordinaten der Prozentsatz der Beobachter, die das Rauschen bei dem betreffenden Pegel als lauter empfinden als das Geräusch. Im Fall Nr. 48 findet beispielsweise bei einem Rauschpegel von 85 und 87 phon kein Hörer, daß das Rauschen lauter ist als das Fahr-

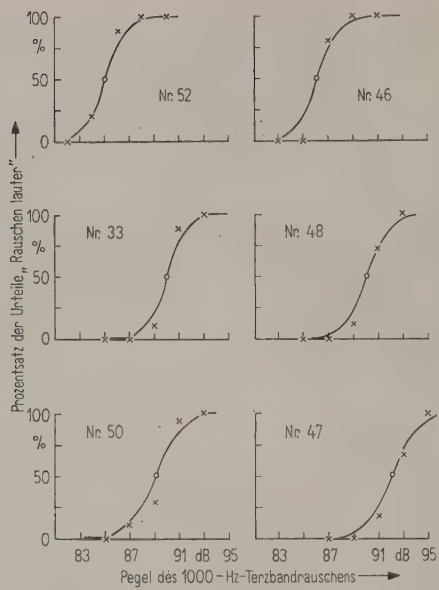


Bild 5. Auswertung des „Konstanz-Verfahrens“ am Beispiel von sechs Geräuschen;
x Prozentsatz der Urteile „Rauschen lauter“ für einen bestimmten Pegel des Terzbandrauschens,
o Gleichlautwert.

zeuggeräusch. Bei 89 phon sind es 19%, bei 91 phon 72% und bei 93 phon 100%. Durch die Meßpunkte wird nach Augenmaß die günstigste (symmetrische) Verbindungslinie gezogen, und deren Schnittpunkt mit der 50%-Ordinate liefert die gesuchte subjektive Lautstärke des Geräusches. Im Beispiel beträgt sie 90 phon.

Die Ergebnisse der Stichprobe sind zusammen mit den Ergebnissen aus dem Rangordnungsverfahren in der Tabelle I zusammengestellt worden.

durchaus zur subjektiven Bestimmung der Lautstärke von Geräuschen brauchbar ist.

4. Ergebnisse

4.1. Die Abhängigkeit der Lautstärke von Schallpegel und Frequenzspektrum

Gegenstand der Untersuchung sind Geräusche von Krafträdern und Lastkraftwagen bei Betrieb auf einem Rollenprüfstand. An Betriebszuständen kommen vor: Höchstgeschwindigkeit im schnellsten Gang, bei Leerlauf und bei Höchstbelastung, sowie dasselbe bei kleinster Geschwindigkeit, bei der der Motor noch „rund“ läuft. Bei der objektiven Messung der Geräusche auf dem Rollenprüfstand wird die DIN-Lautstärke ermittelt. Zur weiteren Charakterisierung führt man oft zusätzlich eine Frequenzanalyse durch, wozu eine Oktavsiebanalyse als ausreichend erachtet wird. Es ist daher naheliegend, zur Interpretation der subjektiven Ergebnisse auf die DIN-Lautstärke und auf die Oktavbandzerlegung Bezug zu nehmen.

Den Zusammenhang zwischen DIN-Lautstärke und subjektiver Lautstärke von 29 Krafträdern verschiedener Typen bei Höchstgeschwindigkeit und Leerlauf gibt Bild 6 wieder. Die Koordinateneinteilung geht eindeutig aus dem Bild hervor. Die Geräusche sind in einer willkürlichen Weise numeriert, die Nummern an die zugehörigen Meßpunkte angeschrieben, um sie später identifizieren zu können. Die Meßpunkte verteilen sich längs einer Geraden M, und diese langgestreckte Verteilungsform weist auf eine gute Korrelation zwischen den dargestellten Größen hin. Das bedeutet nichts anderes, als daß die subjektive Lautstärke zu einem wesentlichen Teil vom Effektivwert des Schalldrucks abhängig ist. Der funktionelle Zusammenhang wird durch die Gerade M als Trendlinie wiedergegeben. Die Gerade P dient

Tabelle I

Geräusch-Nr.	33	35	38	39	44	46	47	48	50	51	52
Konstanz-Verfahren	90	89	90	90	89	86	93	90	89	91	85 phon
Rangordnung	90	86	90	91	89	83	90	89	88	91	82 phon
Differenz	0	3	0	-1	0	3	3	1	1	0	3 phon

mittlere Differenz +1,3 phon

Die Stichprobe ergibt demnach um 1 bis 2 phon größere Lautstärken und eine maximale Differenz von + 3 phon. Diese geringe systematische Abweichung ist weniger der Verschiedenheit der Meßmethoden zuzuschreiben als der Schwierigkeit, die äußeren Versuchsbedingungen über längere Zeit konstant zu halten. Es ist dabei zu erwähnen, daß die Messungen im Abstand mehrerer Wochen aufeinanderfolgten, wobei der Meßplatz immer wieder neu aufgebaut werden mußte. Auf jeden Fall zeigt auch die Kontrollmessung, daß die Methode der Rangordnung

Vergleichszwecken. Für die auf P liegenden Punkte würde die subjektive Lautstärke gleich der DIN-Lautstärke sein. Der Vergleich von P und M zeigt, daß bei Kraftradgeräuschen die DIN-Lautstärke im Mittel um 4 bis 5 phon kleiner ist als die subjektive Lautstärke. Dieses zusammenfassende Ergebnis wäre erschöpfend, wenn die Meßpunkte rein zufällig um die Gerade M verteilt wären. Handelt es sich aber wirklich um eine Zufallsverteilung, oder haben die Geräusche, die in der Nähe von P liegen, andere objektive Eigenschaften als die, die von P weit ent-

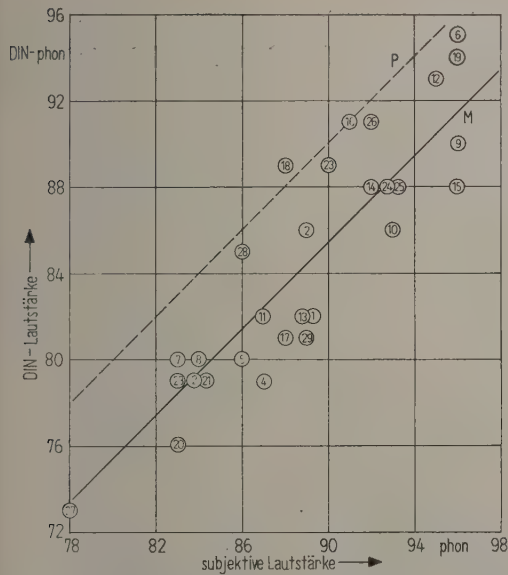


Bild 6. Zusammenhang zwischen subjektiver und DIN-Lautstärke für 29 Krafttradgeräusche;
M Mittelwertgerade,
P für Punkte auf dieser Geraden sind subjektive und DIN-Lautstärke zahlenmäßig gleich.

fernt liegen? Es erhebt sich die Frage, warum z. B. Geräusch 17 mit 81 DIN-phon und Geräusch 18 mit 89 DIN-phon subjektiv gleich laut sind. Andere solche Paare sind 9/6, 15/19, 29/2, 20/7, 5/28. Um zu klären, ob dieser Befund auf zufälligen Schwankungen beruht oder gesetzmäßigen Charakter hat, sollen jetzt die Spektren dieser Geräusche betrachtet werden. Sie sind als Pegel-Oktav-Diagramme in Bild 7 dargestellt. Die Abszisse trägt die Oktaveinteilung¹, als Ordinate ist der Oktavpegel relativ zum größten im jeweiligen Geräusch vorkommenden Oktavpegel aufgetragen. Die Bezeichnung Pegel ist in diesem Fall nicht ganz korrekt, da hier der Schalldruck noch nach den Kurven gleicher Lautstärke bewertet wurde. Er wird also besser und genauer als frequenzbewerteter Oktavschallpegel bezeichnet. Als Grundlage der Bewertung dienen die FLETCHER-MUNSON-Kurven [3]. Wie die Bilder zeigen, ist in fünf Fällen ein deutlicher Effekt vorhanden: Stets hat das Geräusch mit der größten Frequenzbandbreite die kleinere DIN-Lautstärke. Nur die Geräusche 5 und 28 unterscheiden sich weniger, doch ist auch hier die gleiche Tendenz zu erkennen. Neben dem Schalldruck eines Geräusches ist also offenbar die frequenzmäßige Zusammensetzung von entscheidendem Einfluß auf seine Lautstärke. Dieses

Ergebnis ist keineswegs unerwartet; es bestätigt erneut die Hypothesen der Lautheitsbildung im allgemeinen und im besonderen die Notwendigkeit ihrer Berücksichtigung bei der Beurteilung von Krafttradgeräuschen.

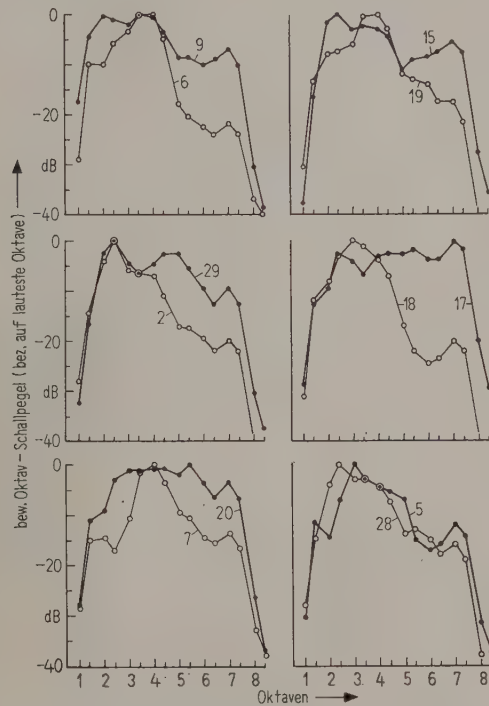


Bild 7. Pegel-Oktav-Diagramme von 12 Geräuschen, die nach Bild 6 bei gleicher subjektiver Lautstärke verschiedene DIN-Lautstärke haben.

Die in den Bildern 6 und 7 dargestellten Ergebnisse beweisen, daß die bislang allein übliche Bewertung der Krafttradgeräusche durch die DIN-Lautstärkemessung der subjektiven Empfindung nicht gerecht wird. Eine konstante mittlere Differenz von 4 bis 5 phon zwischen DIN-Lautstärke und subjektiver Lautstärke wäre noch zu ertragen, die systematischen Differenzen auf Grund verschieden breiter Spektren jedoch können nicht vernachlässigt werden. Ihre Existenz erhärtet z. B. die oft gehörte Ansicht, daß Kleinkrafträder wegen ihres hellen Klanges lauter sind als die Krafträder mit großem Hubraum, die vorzugsweise tiefe Töne abstrahlen, wobei selbstverständlich auch die jeweilige Fahrweise und der Betriebszustand von Einfluß sind. Es wird gefunden, daß Krafträder mit breitem Spektrum relativ lauter sind als solche mit schmalen Spektrum. Dieser Befund ist sicher allgemeingültig und nicht auf den gewählten Betriebszustand beschränkt. Im Hinblick auf die Geräuschbekämpfung kann der Schluß gezogen werden, daß eine wirkungsvolle Herabsetzung der Laut-

¹ Die benutzten Oktaven haben folgende Mittelfrequenzen:
Oktavnummer 1 1' 2 2' 3 3' 4 4' 5 5' 6 6' 7 7' 8 8'
Mittelfrequenz 58 106 212 425 850 1,7 3,4 6,8
(Hz bzw. kHz) 71 142 285 570 1,14 2,28 4,52 9,05

stärke nicht durch eine Verminderung des Pegels allein gegeben ist. Vielmehr muß bei Schalldämpfungsmaßnahmen die Veränderung des Spektrums beachtet werden.

Angenommen, das Kraffrad Nr. 18 (Bild 7, Beispiel 4) werde so verändert, daß das von ihm abgestrahlte Geräusch dem Spektrum 17 gleicht. Das wird etwa durch eine Dämpfung des Pegels in den Oktaven 1 bis 5 bis zum Wert -20 dB erreicht. Dadurch würde die DIN-Lautstärke des Geräusches Nr. 18 von 89 auf 74 DIN-phon absinken. Infolge der relativen Verbreiterung der Frequenzbandbreite sinkt die subjektive Lautstärke jedoch um einen viel geringeren Betrag. Er läßt sich folgendermaßen abschätzen: Wegen der praktisch jetzt gleichen Spektren unterscheiden sich Nr. 17 und Nr. 18 objektiv nur noch in der DIN-Lautstärke. Nr. 17 ist bei 81 DIN-phon 88 phon laut, dieselbe Differenz von 7 phon ist auch bei Nr. 18 nach der gedachten Schalldämpfung zu erwarten. Seine subjektive Lautstärke beträgt also 81 phon, die subjektive Wirkung der Schalldämpfung demnach 7 phon, während die DIN-Lautstärkemessung eine Verbesserung von 15 DIN-phon angibt. Solche Beispiele lassen sich in beliebiger Anzahl angeben.

Die Ergebnisse der Lautstärkemessungen an diesen 29 Geräuschen führen demnach auf zwei wichtige Prinzipien: eine Schalldämpfung kann erreicht werden 1. durch Herabsetzung des Schallpegels und 2. durch Beschneidung der Bandbreite. Die größten Aussichten auf Erfolg bestehen dann, wenn beides gleichzeitig gelingt.

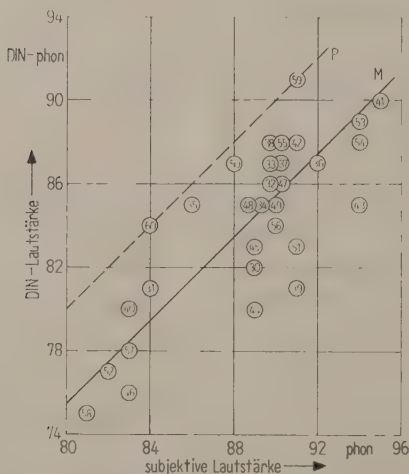


Bild 8. Zusammenhang zwischen subjektiver und DIN-Lautstärke für weitere 31 Kraffradgeräusche. Bedeutung von P und M wie in Bild 6.

Die in Bild 8 dargestellten Ergebnisse von Messungen an 31 weiteren Geräuschen bestätigen dies. Sie stammen von Kraffrädern fünf verschiedener Typen, zwei Viertakt- und drei Zweitaktmaschinen. Der Betriebszustand ist hier nicht allein Höchstgeschwindigkeit ohne Last, sondern auch Höchstgeschwindigkeit mit Last und kleinste Geschwindigkeit

im schnellsten Gang mit und ohne Last. Trotz dieser ganz anderen Geräuschauswahl kommt man zum gleichen Resultat: 5 phon Differenz zwischen subjektiver und DIN-Lautstärke und gute Korrelation zwischen beiden Größen. Zum Beweis, daß diese Meßwerte nicht rein zufällig um die Mittelwertsgerade M verteilt sind, werden in Bild 9 wieder die Spektren je zweier Geräusche miteinander verglichen, die bei gleicher subjektiver Lautstärke verschiedene DIN-Lautstärke haben. Wie schon zuvor

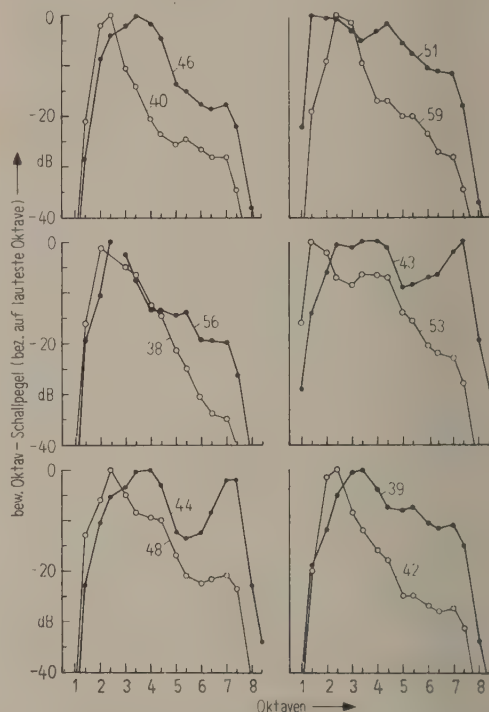


Bild 9. Pegel-Oktav-Diagramme von 12 Geräuschen, die nach Bild 8 bei gleicher subjektiver Lautstärke verschiedene DIN-Lautstärke haben.

sind die betreffenden Differenzen bei Geräuschen mit breiten Spektren größer als bei denen mit schmalen Spektren. Damit dürfte diese Gesetzmäßigkeit qualitativ hinreichend begründet sein. Sie kennzeichnet das Verhalten von Kraffradgeräuschen allgemein. Ohne Rücksicht auf den Betriebszustand kann im Prinzip eine Schallpegelmessung und eine Frequenzanalyse über die subjektive Lautstärke dieser Geräusche Aufschluß geben.

Die Abhängigkeit der Lautstärke von der Form des Spektrums wurde bisher nur qualitativ besprochen. Im folgenden soll versucht werden, eine quantitative Auswertung zu finden. Bislang wurde die subjektive Lautstärke verglichen mit der DIN-Lautstärke, also dem Effektivwert des Schallpegels mit Frequenzbewertung. Dieser Vergleich hat sich als

zweckmäßig erwiesen, weil die Frequenzeinflüsse so am besten herausgestellt werden können. Für genauere Untersuchungen ist es vorzuziehen, die Frequenzbewertung des DIN-Lautstärkemessers durch eine genauere, mit dem Pegel veränderliche zu ersetzen. Die Bewertungskurve in diesem Gerät, die für die Verkehrsgerauschemessung in Frage kommt, ist den von FLETCHER und MUNSON gemessenen Kurven für Lautstärken über 60 phon angepasst. Alle Geräusche, ob sie nun 70 oder 90 dB Schallpegel haben, werden mit dieser einen Kurve bewertet. Die Pegelabhängigkeit der Ohrfrequenzkurve (insbesondere bei tiefen Frequenzen) geht völlig verloren. Eine Folge davon ist, daß beispielsweise zwei Geräusche mit gleichem Spektrum aber verschiedenem Gesamtschallpegel von 70 bzw. 90 dB auch nach der DIN-phon-Bewertung noch dasselbe Spektrum haben. Legt man jedoch die genauen Messungen von FLETCHER und MUNSON zugrunde, dann muß man erwarten, daß das Spektrum des 70-dB-Geräusches wegen des stärkeren Abfalles der tiefen Frequenzen bei kleinen Pegeln schmaler wird als das des 90-dB-Geräusches (siehe Bild 10). Damit ist aber auch das

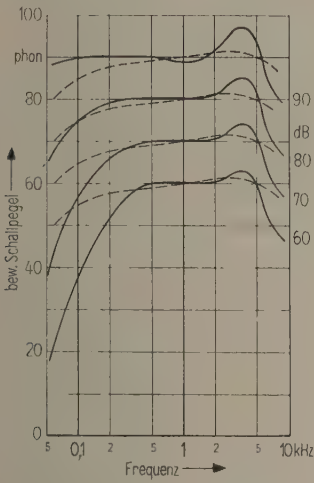


Bild 10. Die Bewertung des Schallpegels reiner Töne nach den Messungen von FLETCHER und MUNSON (—) bzw. nach DIN 5045 (---) (DIN-Lautstärkemesser, Bewertungskurve 1).

für die Lautstärke maßgebende „wirksame“ Spektrum schmaler geworden. Um auch diesen Effekt erfassen zu können, werden die Schallpegel der Oktaven jetzt nach den Kurven gleicher Lautstärke von FLETCHER und MUNSON bewertet und dann rechnerisch addiert. Dieser Pegel wird als „bewerteter Schallpegel“ bezeichnet.

Hinzu kommt weiter, daß diese Art der Bewertung auch für die später zu besprechenden Berechnungsverfahren angewendet werden muß. Bei dem beabsichtigten Vergleich zwischen der Effektivwert-

messung, als einfachster Art der Lautstärkebestimmung, und den Rechenmethoden, die die physiologischen Grundlagen der Lautheitsbildung besser berücksichtigen wollen, können auftretende Differenzen dann nicht auf uneinheitliche Frequenzbewertung zurückgeführt werden.

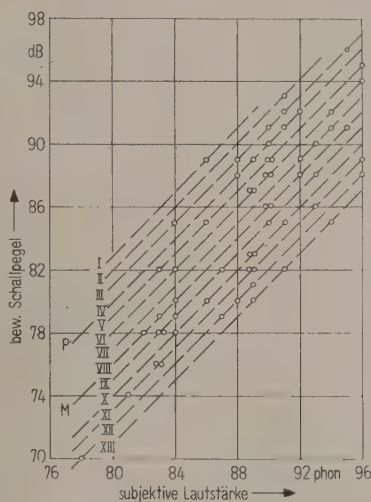


Bild 11. Zusammenhang zwischen subjektiver Lautstärke und (nach FLETCHER und MUNSON) bewertetem Schallpegel. Die gestrichelten Linien verbinden die Meßpunkte mit gleicher Differenz subjektive Lautstärke minus bewerteter Schallpegel, die durch die Ziffern I bis XIII gekennzeichnet werden (Gruppeneinteilung). P und M haben dieselbe Bedeutung wie früher.

In Bild 11 ist der Zusammenhang zwischen den bewerteten Schallpegeln der 60 bisher betrachteten Geräusche und ihrer subjektiven Lautstärke dargestellt. Dieses Bild bringt nichts grundsätzlich Neues. Infolge der anderen Frequenzbewertung treten kleine Änderungen ein, besonders für die Geräusche, bei denen die tiefen Frequenzen maßgebend sind, da hier die Pegelabhängigkeit der Bewertung sich am stärksten bemerkbar macht. Im übrigen aber kann aus Bild 11 das gleiche gefolgert werden wie früher, trotz des Ersatzes der DIN-Lautstärke durch den bewerteten Schallpegel. Die subjektive Lautstärke ist stark vom Gesamtschallpegel abhängig. Beide Größen unterscheiden sich nur durch einen konstanten Betrag, der bei der gewählten Frequenzbewertung im Mittel 4 phon (Abstand P—M) beträgt, gleichgültig, ob bei großen oder kleinen Lautstärken gemessen wird. Der frequenzbewertete Schallpegel wäre somit durchaus geeignet zur Feststellung der Lautstärke von Kraftfahrzeuggeräuschen. Wie oben an 12 Beispielen gezeigt worden ist, ist diese Auffassung jedoch nicht haltbar.

Unter Einbeziehung aller 60 Geräusche soll nun der Einfluß des Frequenzspektrums näher unter-

sucht werden. Zu diesem Zweck sind zunächst in Bild 11 die Geraden eingezeichnet, deren Punkte die gleiche Differenz subjektive Lautstärke minus bewerteter Schallpegel haben, gestuft von 1 zu 1 phon. Alle Geräusche, deren Meßwerte auf einer dieser Geraden liegen, werden zu einer Gruppe gleicher Differenz zusammengefaßt. So entstehen die Geräuschgruppen I bis XIII. Es ist zu erwarten, daß die Spektren sich von Gruppe zu Gruppe ändern, und zwar werden in den Gruppen mit kleinen Differenzen die Geräusche schmalbandiger sein als in denen mit großen Differenzen. Zum Beweis soll Bild 12 dienen. Hier sind mittlere Spektren für

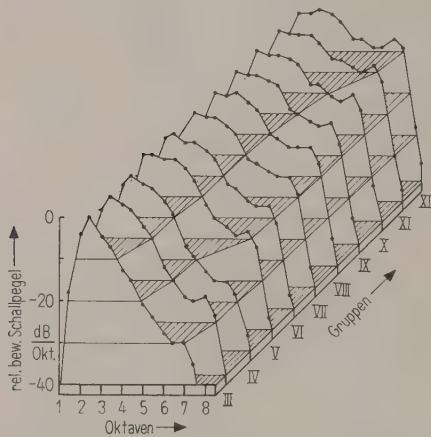


Bild 12. Durch Mittelwertbildung über je drei benachbarte Gruppen gewonnene relative Spektren. Die Pegel sind auf den jeweils stärksten Oktavpegel bezogen. Die schraffierten Flächen sind Flächen gleicher Pegeldifferenz. Da zur Mittelwertbildung („gleitender Durchschnitt“) stets drei Gruppen notwendig sind, können für die Gruppen I und XIII in dieser Darstellung keine Spektren angegeben werden.

jede Geräuschgruppe gezeichnet. Um den Einfluß der zufälligen Streuungen von Gruppe zu Gruppe zu vermindern, die das Wesentliche nicht klar hervortreten lassen würden, ist bei der Mittelung die Methode des gleitenden Durchschnitts verwendet worden. Die Oktavpegel aller Geräusche je drei benachbarter Gruppen werden addiert und durch die Zahl der Geräusche dividiert. Für jede Oktave wird also das arithmetische Mittel der in den drei Gruppen befindlichen Geräusche gebildet. Wie schon in den Bildern 7 und 9 wurden diese Oktavpegel relativ zum größten Pegel des jeweiligen Spektrums gezeichnet, um vom Absolutwert des Schalldrucks unabhängig zu werden. In dieser Weise ergeben sich Spektren für die Geräuschgruppen II bis XII; Spektrum II ist der Mittelwert aus den Gruppen I, II und III, Spektrum III der Mittelwert aus den Gruppen II, III und IV usw. Die Darstellung in Bild 12

ist dreidimensional zu verstehen. Die senkrechten Flächen der Spektren sind in gleichmäßigen Abständen von links vorn nach rechts hinten gestaffelt; sie werden von vier parallelen, horizontalen Ebenen geschnitten, Ebenen gleichen relativen bewerteten Pegels für -10 , -20 , -30 und -40 dB. Diese Darstellungsweise macht die Verbreiterung der Spektren mit wachsender Gruppennummer sehr gut sichtbar. Diese entsteht durch stetige Zunahme des Pegels bei höheren Frequenzen. Bei tiefen Frequenzen sind die Spektren einander sehr ähnlich. Die stärkste Oktave ist meistens die zweite und nur in den oberen Gruppen bahnt sich eine Verschiebung des Maximums zur dritten Oktave hin an. Bild 12 bestätigt einwandfrei die systematische Abhängigkeit der Differenz subjektive Lautstärke minus bewerteter Schallpegel von der Frequenzbandbreite. Ein Lautstärkemesser, der nur den bewerteten Schallpegel mißt, muß demnach systematisch falsch anzeigen. Er beurteilt speziell bei Kraftradgeräuschen diejenigen zu leise, die neben den stets maximal vorhandenen tiefen Frequenzen einen nennenswerten Anteil an höheren Frequenzen haben. Dieser Anteil ist schon dann wirksam, wenn er 20 bis 30 dB unter dem Pegel bei tiefen Frequenzen liegt.

4.2. Praktische Anwendung der Ergebnisse

Bild 12 kann die Grundlagen dafür geben, die Fehler, die bei der frequenzbewerteten Effektivwertmessung auftreten, zu korrigieren. Man hat dazu das Spektrum des Prüfgeräusches mit den dort eingezeichneten zu vergleichen und findet einen Korrekturwert, der zu dem bewerteten Schallpegel dieses Geräusches zu addieren ist. Beispielsweise ist der Betrag der Korrektur 0 phon für Spektren der Gruppe IV und +9 phon für Spektren der Gruppe XIII. Die Anwendbarkeit eines solchen Verfahrens ist zunächst auf Kraftradgeräusche beschränkt, was eine allgemeine Korrektur des DIN-Lautstärkemessers noch nicht ratsam erscheinen läßt. Erst wenn ähnliche Untersuchungen auch für andere Geräuschtypen vorliegen, kann eine endgültige Entscheidung getroffen werden. Immerhin ermöglicht es die erwähnte Korrektur, auf einem so wichtigen Gebiet, wie es die Verkehrsgeräuschmessung nun einmal ist, mit verhältnismäßig einfachen Mitteln eine gute Näherung an die subjektive, die „wahre“ Lautstärke zu gewinnen.

Eine andere Möglichkeit, diese Ergebnisse für die Praxis nutzbar zu machen, ist die Festlegung von „Sollkurven“. Diese setzen ein Höchstmaß des Schallpegels in Abhängigkeit von der Frequenz fest, damit eine bestimmte willkürlich vorgegebene Lautstärke der Geräusche nicht überschritten wird. Wie gezeigt wurde, kann diese Lautstärke sowohl von breitbandigen wie von schmalbandigen Geräuschen

erreicht werden. Dieser Tatsache muß durch mehrere verschieden geformte Sollkurven Rechnung getragen werden. Aus den oben beschriebenen Untersuchungen sind dazu vier Hauptformen der vorkommenden Spektren errechnet worden, die den (unbewerteten!) Schallpegel so festsetzen, daß in allen vier Fällen die Lautstärke 85 phon beträgt, und diese Spektren in vereinfachter, schematischer Form dienen als Sollkurven (siehe Bild 13). Da der Frequenzgang dieser Kurven aus einer Mittelwertsbildung der Pegel-Oktav-Diagramme von 60 der verschiedensten Krafttradtypen errechnet worden ist, ist zu erwarten, daß jedes einzelne Spektrum durch eine der Sollkurven oder zumindest eine Parallelkurve mit guter Näherung ersetzt werden kann. Die Sollkurve, die dem Pegel-Oktav-Diagramm des Prüfgeräusches am besten entspricht, ist für dessen Beurteilung maßgebend. Zur Berücksichtigung größerer Abweichungen müssen besondere Vorschriften erlassen werden. Die Gefahr einer unzulässigen Überschreitung der Höchstlautstärke kann durch die Forderung nach Einhaltung des in Bild 13 für jede

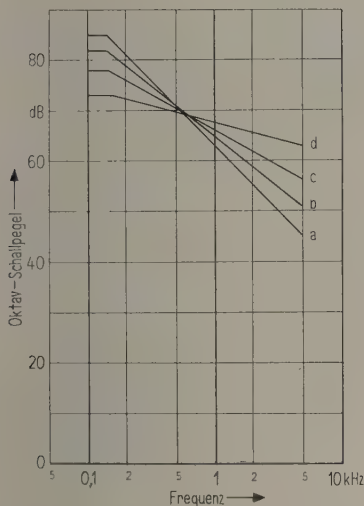


Bild 13. Vorschlag für eine Verwendung der Ergebnisse zur Festsetzung von Sollkurven. Angenommene Lautstärke für jedes der vier Pegel-Oktav-Diagramme ist 85 phon. Gesamtschallpegel:
Kurve a: 87 dB,
Kurve b: 84 dB,
Kurve c: 81 dB,
Kurve d: 78 dB.

Sollkurve angegebenen Gesamtschallpegels verringert werden. Gewisse Toleranzen müssen zugestanden werden, etwa in der Weise, daß ein Geräusch noch dann als zulässig gilt, wenn es durch Parallelverschiebung einer Sollkurve um 3 dB nach höheren Pegeln zu gelingt, eine vernünftige Näherung von

Soll- und Prüfspektrum zu erhalten. Dieser Parallelverschiebung kommt eine Lautstärkeerhöhung von etwa 3 phon zu, ein Betrag, bei dem die meisten Beobachter die Lautstärke zweier ähnlicher Geräusche mit Sicherheit unterscheiden können. In diesem Zusammenhang sei auch auf die Verwendung von Sollkurven in der Bauakustik hingewiesen [12].
Eine dritte praktische Nutzungsmöglichkeit ergibt sich aus folgender Überlegung. Wie bereits festgestellt, sind die Spektren der Krafttradgeräusche bei tiefen Frequenzen einander sehr ähnlich. Deutliche Unterschiede treten ungefähr ab 800 Hz auf. Bei breitbandigen Geräuschen ist der Schallpegel oberhalb 800 Hz größer als bei den schmalbandigen. Das Verhältnis der Schallpegel in dem Bereich oberhalb 800 Hz zum Gesamtschallpegel kann als Maß für die Frequenzbandbreite benutzt werden. Um einen quantitativen Überblick zu bekommen, ist in Bild 14 der Zusammenhang zwischen der Gruppeneinteilung und diesem Pegelverhältnis dargestellt.

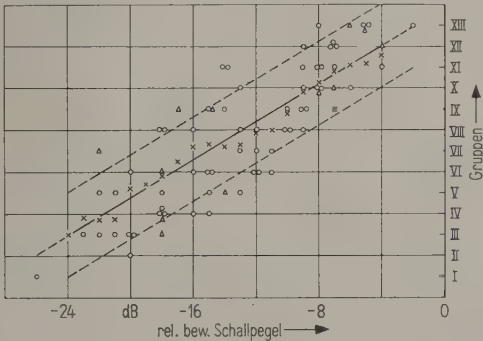


Bild 14. Der Zusammenhang zwischen den Geräuschgruppen und dem Anteil des bewerteten Schallpegels, der auf den Frequenzbereich oberhalb 800 Hz entfällt;
○ Krafträder,
△ Lastkraftwagen,
× Mittelwerte für Krafträder,
- - - Trendlinie,
□ Bereich, in dem 68% aller Werte liegen.

Jeder Kreis gibt den betreffenden Wert eines der 60 Krafträder. Zum Ausgleich der zufälligen Schwankungen wurde wieder eine Mittelung nach der Methode des gleitenden Durchschnitts vorgenommen. Dazu wurde aus den Gruppennummern der zu je drei benachbarten Abszissenwerten (relative Pegel oberhalb 800 Hz) gehörenden Geräusche das arithmetische Mittel gebildet. Diese Werte sind als Kreuze in der Abbildung eingezeichnet. Durch diese Kreuze ist die ausgezogene Gerade als Trendlinie hindurchgelegt, die also die funktionelle Abhängigkeit der Gruppenordnung zu dem bewerteten Schallpegel oberhalb 800 Hz wiedergibt.

Nach einer von GEBELEIN [5] angegebenen Formel läßt sich errechnen, daß in einem Bereich der Breite $\pm 1,8$ dB, von den Kreuzen aus gerechnet, 68% aller Punkte liegen. In geringfügiger Abänderung kann man aber auch sagen, daß in einem Bereich von ± 2 dB um die Trendlinie herum etwa 68% der Werte liegen. Das bedeutet schließlich, daß man mit Hilfe der in Bild 14 dargestellten Ergebnisse durch eine Messung des bewerteten Schallpegels oberhalb 800 Hz die subjektive Lautstärke von Kraftfahrzeuggeräuschen mit einer Sicherheit von 68% auf ± 2 phon genau bestimmen kann.

Noch nicht erwähnt worden ist die Bedeutung der Dreiecke in Bild 14. Es sind Ergebnisse von 12 Lastkraftwagengeräuschen, die nach dem „constant-stimuli“-Verfahren ermittelt wurden. Dabei handelt es sich um drei verschiedene Fahrzeugtypen, die bei Vollast und Leerlauf und verschiedenen Geschwindigkeiten gemessen wurden. Wie man sieht, passen die Meßpunkte gut in das Schema des Bildes 14. Daraus ist der Schluß zu ziehen, daß die für Kraftfahrzeuge gefundene Abhängigkeit der Lautstärke von Schallpegel und Frequenzspektrum auch für Lastkraftwagen gilt.

4.3. Lautstärke und Spitzenschalldruck

Eine Untersuchung über die Streuungen der Ergebnisse des Bildes 14 hat ergeben, daß eine Systematik nicht vorhanden ist. Es handelt sich also um zufällige Streuungen oder aber um Einflüsse anderer physikalischer Bestimmungsgrößen der Lautstärke, die so gering sind, daß sie durch die subjektive Messung nicht unterschieden werden können. Dieses betrifft z. B. den zeitlichen Verlauf des Schallpegels, der sowohl deutlich periodisch als auch überwiegend rauschähnlichen Charakter haben kann. In engem Zusammenhang damit steht der Spitzenwert des Schalldrucks. Dieser wurde für die 60 Kraftfahrzeuggeräusche mit einem Geräuschspannungsmesser bei

gleichzeitiger Frequenzbewertung nach DIN 5045, Kurve 1, ermittelt und in Bild 15 im Vergleich zur DIN-Lautstärke aufgezeichnet. Man erkennt, daß beide Größen sich praktisch nur durch eine konstante Differenz von 4 phon unterscheiden. Diese positive Abweichung der Spitzenwertmessung entspricht aber gerade dem Betrag, um den die DIN-Lautstärke im Mittel kleiner zu sein scheint als die subjektive Lautstärke. Das bedeutet jedoch nur eine scheinbare Verbesserung; denn auch der Spitzenschalldruck erfaßt den Einfluß der Frequenzbandbreite auf die Lautstärke nicht, eine Folgerung, die sich auf die nahezu 100%-ige Korrelation zwischen DIN-Lautstärke und Spitzenschalldruck in Bild 15 gründet.

4.4. Die Bewertung nach „Lästigkeit“

Die subjektiv gute erfassbare Eigenschaft „Lautstärke“ war eingangs für die lärmerzeugende Wirkung der Geräusche hauptverantwortlich gemacht worden. Geht man aber von der geläufigen Definition des Lärms als unerwünschter oder belästigender Schall aus, dann treten an Stelle der Lautstärke Begriffe wie Lästigkeit bzw. Störfähigkeit. Sind nun die Beobachter, wie viele von sich selbst behaupten, bewußt fähig, Lautstärke und Lästigkeit als verschiedene Attribute eines Geräusches zu unterscheiden?

Um einen Beitrag zur Lösung dieser Frage zu liefern, wurden mit einem Komplex von 41 Geräuschen zwei Versuche ausgeführt; beim einen sollten die Beobachter die Geräusche nach der Lautstärke ordnen und beim anderen unter gleichen Versuchsbedingungen nach ihrer Lästigkeit.

Eine nähere Definition der Begriffe wurde den Beobachtern selbst überlassen. In der notwendigen Information vor Beginn eines jeden Versuchs wurde nur versucht, die Aufmerksamkeit der Beobachter in eine bestimmte Richtung zu lenken. Dabei wurde die Lautstärke, wie schon bei den vorausgegangenen Tests, als subjektive Stärke des Höreindrucks erläutert. Zur Erklärung der Lästigkeit wurde auf die Störfähigkeit des Schalles hingewiesen für den speziellen Fall, daß der Beobachter im Begriff ist sich auszuruhen, sich zu entspannen und nun durch die verschiedenen Geräusche in diesem Vorhaben gestört wird. Da zwischen der Ausführung der beiden Versuchsreihen eine Pause von etwa 6 Wochen lag, war eine gegenseitige Beeinflussung nicht möglich. Formal erfolgte die Beurteilung der Lästigkeit nach der gleichen Methode wie bei der Ordnung nach der Lautstärke. Die Geräusche waren gemäß ihrer Lästigkeit in acht Klassen einzuordnen, wobei die lästigsten in Klasse 8 und die am wenigsten belästigenden in Klasse 1 einzustufen waren.

Die Ergebnisse sind in Bild 16 dargestellt. Für jedes Geräusch ist der durch Mittelung über alle Urteile sich ergebende Lautstärke- und Lästigkeitsrang eingetragen, wobei die Geräusche nach wachsender Lautstärke geordnet sind. Es ist einwandfrei

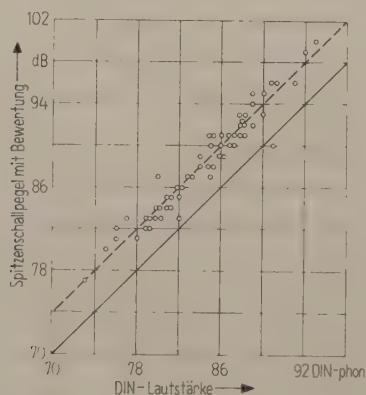


Bild 15. Zusammenhang zwischen DIN-Lautstärke und bewertetem (Kurve 1, DIN 5045) Spitzenschallpegel.

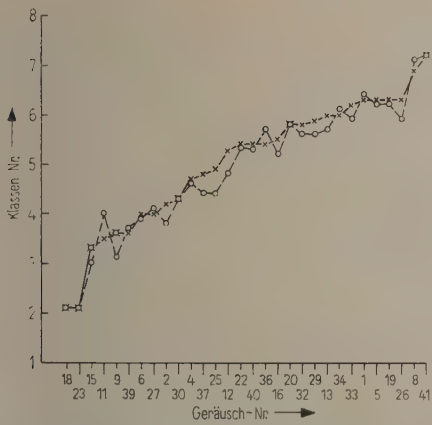


Bild 16. Geräuschbewertung nach Lautstärke (—x—) und Lästigkeit (---o---). Die Geräusche sind nach steigender Lautstärke geordnet.

zu erkennen, daß kein nennenswerter Unterschied zwischen beiden Bewertungen vorhanden ist. Die größten Differenzen betragen 0,5 Klasseneinheiten, was auf der phon-Skala etwa 1 bis 2 phon ausmacht. Der Unterschied liegt also innerhalb der Meßgenauigkeit der Lautstärkebestimmung und ist als zufällig anzusehen. Den Beobachtern ist es — insgesamt betrachtet — nicht möglich, bewußt zwischen Lautstärke und Lästigkeit zu unterscheiden. Deshalb ist es berechtigt, die belästigende Wirkung von Kraftfahrzeuggeräuschen durch Messung der Lautstärke zu erfassen.

5. Die Eignung von Berechnungsverfahren zur Bestimmung der Lautstärke von Kraftfahrzeuggeräuschen

Von den Berechnungsverfahren wird im allgemeinen erwartet, daß sie die wichtigsten-Effekte, die zur Entstehung der Empfindung „laut“ beitragen, berücksichtigen und durch sie also die subjektive Lautstärke in guter Näherung ermittelt werden kann. Bei den Kraftfahrzeuggeräuschen handelt es sich um einen bestimmten Geräuschtyp, bei dem sich physikalische Größen, wie z. B. Schallpegel und Frequenzspektrum, nur in beschränktem Umfang ändern. Infolgedessen müßten bei einem gut funktionierenden Rechenverfahren die Abweichungen von der subjektiv gemessenen Lautstärke gering sein und auf zufälligen Meßfehlern oder Schwankungen lautstärkebestimmender Parameter untergeordneter Größe beruhen. Besonders schwerwiegend ist das Vorkommen systematischer Abweichungen, zumal diese bei Ausweitung der Untersuchungen auf andere Geräuschtypen noch stärker in Erscheinung treten werden.

Die Verfahren, die hier betrachtet werden sollen, seien zunächst kurz erläutert. Nach MINTZ und TYZZER [6] ist eine Oktavsiebanalyse durchzuführen und die

Lautheit in den Oktaven mittels Kurven gleicher Lautstärke und Lautheitsfunktion (phon-sone-Beziehung) zu bestimmen. Diese Lautheiten werden zur Gesamtlautheit addiert, zu der die Lautheitsfunktion den entsprechenden Lautstärkewert in phon liefert. Die Grundlagen für diesen Rechenprozeß haben die richtungsweisenden Untersuchungen von FLETCHER und MUNSON gegeben [3], [4], nach denen sich die Gesamtlautheit von Klängen und Geräuschen aus den Lautheiten schmaler Frequenzbereiche bestimmter Breite unter Beachtung des Verdeckungseffektes additiv zusammensetzt. Die Verwendung von Oktavsieben ist eine für die Praxis entwickelte Näherungslösung, die gleichzeitig die Berücksichtigung der Verdeckung überflüssig machen soll.

QUITZSCH [7] stellte fest, daß man durch Einteilung in sechs Bereiche unterschiedlicher relativer Frequenzbandbreite zu besseren Resultaten gelangt als bei der Oktavbandzerlegung. Er findet ihre Größe aus den Ergebnissen von Lautstärkemessungen auf 37 Geräuschen der verschiedensten Typen. Dabei werden die tiefen Frequenzen bis 750 Hz zu einem einzigen Bereich zusammengefaßt, während die Breite der folgenden vier Bereiche zwischen einer und einer halben Oktave schwankt; das sechste Band bilden die Frequenzen oberhalb 6,2 kHz bis zur Hörgrenze.

STEVENS [8] leitet aus Ergebnissen subjektiver Lautstärkebestimmungen eine Formel ab. Danach entsteht die Gesamtlautheit eines Geräusches aus der Summe der Lautheit des lautesten Bandes und $\frac{1}{3}$ bzw. $\frac{1}{5}$ der Lautheit der restlichen Frequenzbänder, die Oktaven bzw. Terzen sein können.

Nach Untersuchungen von FELDTKELLER und ZWICKER [9] sind die Geräusche in 24 „Frequenzgruppen“ (entsprechend 24 Kopplungsbreiten auf dem Cortischen Organ) aufzuteilen und deren Lautheiten zu addieren, wobei aber noch die Lautheitsdrosselung beachtet werden muß. Die Ausführung dieser Addition erfolgt graphisch in einem Lautheit-Frequenzgruppen-Diagramm. Die Frequenzgruppenanalyse erfordert 24 Filter ungewöhnlicher Bauart, ein Aufwand, der die praktische Verwendbarkeit des Verfahrens sehr einengt. Deshalb schlug CREMER [10] eine vereinfachende Lösung mit Oktavfiltern vor. Durch das Einzeichnen von Kurven gleichen Oktavpegels können die gemessenen Pegel direkt in das Lautheit-Frequenzgruppen-Diagramm eingetragen werden. Die Meßpunkte werden durch einen Kurvenzug verbunden, und die darunter liegende Fläche ist ein Maß für die Gesamtlautheit des Geräusches, die durch Planimetrieren oder einfaches Abschätzen bestimmt wird (Beispiel in Bild 19). Neuerdings ist es ZWICKER [11] gelungen, den Zusammenhang zwischen der Erregung des Cortischen Organs und der Lautheit quantitativ zu erfassen und daraus ohne Rückgriff auf Kurven gleicher Lautstärke und die herkömmliche Lautheitsfunktion (beruhend auf Lautheitshalbierungen und -verdoppelungen) die Lautheit von Geräuschen zu bestimmen. Das geschieht wieder graphisch mit Hilfe eines nach den neuen Erkenntnissen entwickelten Lautheit-Frequenzgruppen-Diagramms. Um die erwartete größere Genauigkeit dieses Verfahrens gegenüber dem alten nicht verloren gehen zu lassen, hält ZWICKER allerdings die Verwendung von Frequenzgruppenfiltern zur Analyse für unumgänglich.

Die Ergebnisse der Berechnungsverfahren für 60 Kraffradgeräusche sind im Vergleich mit der subjektiven Lautstärke in Bild 17 dargestellt. Die aus dem vorigen Abschnitt bekannte Geräusch-

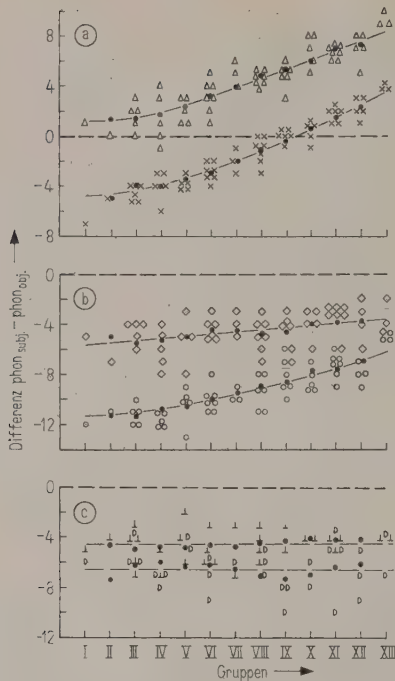


Bild 17. Differenzen zwischen subjektiver und objektiver Lautstärke in Abhängigkeit von den Geräuschgruppen. Es sind sowohl die Differenzen für jedes einzelne Geräusch (Symbole für jedes Verfahren verschieden) als auch die Mittelwerte für je drei benachbarte Geräuschgruppen (•) mit Trendlinie angegeben;
 △ DIN-Lautstärke,
 × Lautstärke nach STEVENS,
 ◇ Lautstärke nach QUIETZSCH,
 ○ Lautstärke nach MINTZ und TYZZER,
 + Lautstärke nach CREMER,
 D Lautstärke nach „ZWICKER 58“.

gruppeneinteilung ist hier Abszisse, während auf der Ordinate die Differenz subjektive Lautstärke minus objektive Lautstärke eingetragen ist. Der Ausdruck objektiv wird gebraucht, weil neben den berechneten auch die DIN-Lautstärke betrachtet wird. In dieser Darstellung bedeuten positive Ordinatenwerte, daß die subjektive Lautstärke größer ist, und negative, daß sie kleiner ist, als das betreffende objektive Verfahren angibt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die Ergebnisse getrennt dargestellt, in Bild 17a die Ergebnisse für 60 Kraftfahrzeuggeräusche aus der DIN-Lautstärkemessung und nach STEVENS, in Bild 17b nach QUIETZSCH und nach MINTZ und TYZZER. Bild 17c ergänzt diese Zusammenstellung mit der Anwendung der Verfahren nach CREMER bzw. „ZWICKER 58“² auf zwei Geräuschauswahlen.

² Mit „ZWICKER 58“ wird die neueste von ZWICKER vorgeschlagene Berechnungsmethode bezeichnet. Die Werte sind von Herrn Dr. E. ZWICKER dankenswerterweise berechnet und zur Verfügung gestellt worden.

Jedes Geräusch liefert einen Meßpunkt pro Verfahren.

Beispielsweise bedeuten die zu dem einen Geräusch der Gruppe I gehörenden Meßpunkte: die subjektive Lautstärke ist um 1 phon größer als die DIN-Lautstärke, dagegen um 7 phon kleiner als man nach STEVENS und um 5 bzw. 12 phon kleiner als man nach QUIETZSCH bzw. MINTZ und TYZZER errechnet. Nach CREMER und „ZWICKER 58“ erhält man für dieses Geräusch ein Zuviel von 5 bzw. 6 phon. Qualitativ läßt Bild 17 a, b c erkennen, daß sich die Ergebnisse der einzelnen Verfahren merklich voneinander unterscheiden und sich die Differenzen zur subjektiven Lautstärke mehr oder weniger systematisch mit zunehmender Frequenzbandbreite ändern. Die verschiedenen Methoden der objektiven Lautstärkebestimmung sind demnach durchaus nicht gleichwertig. Offensichtlich sind die Geräuschauswahlen, an denen jeweils die Richtigkeit der Rechnung ermittelt worden ist, nicht repräsentativ gewesen, oder die Verfahren sind infolge ungeeigneter Mittelwertbildung über spezielle Geräuschtypen falsch eingeschätzt worden.

Zur besseren quantitativen Beurteilung der Ergebnisse ist wieder nach der Methode des gleitenden Durchschnitts gemittelt worden. Die gefüllten Kreise in jeder Punktmenge sind die Mittelwerte über die Geräusche aus je drei benachbarten Gruppen. Diese Punkte liegen erstaunlich gut auf einer stetigen Trendlinie, die nach Augenmaß eingetragen ist. Zur besseren Vergleichsmöglichkeit sind in Bild 18 Mittel-

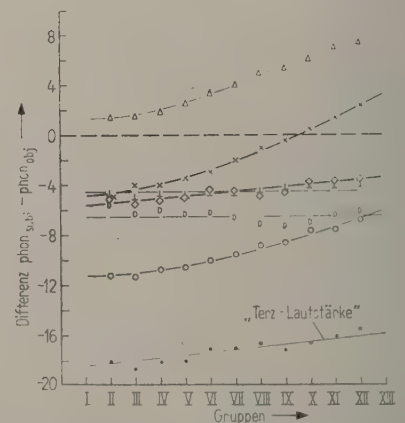


Bild 18. Zusammenstellung der Mittelwerte der Differenzen zwischen subjektiver und objektiver Lautstärke;

- △ — DIN-Lautstärke,
- × — Lautstärke nach STEVENS (Oktavbereiche),
- ◇ — Lautstärke nach QUIETZSCH,
- ○ — Lautstärke nach MINTZ und TYZZER,
- + — Lautstärke nach CREMER,
- D — Lautstärke nach „ZWICKER 58“.

werte und Trendlinien aller Verfahren zusammen dargestellt. Dieses Bild läßt das Wesentliche hervortreten und eignet sich daher am besten zur Erläuterung der Wirkungsweise der objektiven Bestimmungsmethoden.

Wie nicht anders zu erwarten, zeigt der DIN-Lautstärkemesser (Δ) nur die Lautstärke schmalbandiger Geräusche einigermaßen richtig an, die also praktisch durch einen reinen Ton gleichen Effektivwertes ersetzt werden können. Mit zunehmender Bandbreite nimmt aber die Fehlanzeige immer mehr zu, da der Lautheitszuwachs durch Ausdehnung der Frequenzbandbreite bei konstant gehaltenem Effektivwert nicht angezeigt wird. Sie erreicht bei der vorliegenden Geräuschauswahl im Mittel 8 phon maximal.

Aber auch die Berechnungsmethode von STEVENS (\times) ergibt für breitbandige Geräusche relativ kleinere Lautstärken als für schmalbandige. Nach STEVENS erhält man allerdings sowohl positive als auch negative Differenzen, so daß bei einer Mittelung über die berechneten Lautstärken der Eindruck entstehen kann, eine gute Näherung erzielt zu haben. Dabei geht aber völlig die Tatsache verloren, daß sich die Geräusche um 8 phon systematisch unterscheiden können. Die der DIN-Lautstärkemessung parallelen Ergebnisse deuten darauf hin, daß auch bei STEVENS im Grunde nur der Schallpegel die Lautstärke bestimmt; die Bevorzugung der lautesten Oktave, der das dreifache Gewicht gegenüber der Restlautheit zugedacht wird, scheint demnach nicht angebracht.

Beim MINTZ-TYZZER-Verfahren (\circ) sind die Differenzen zur subjektiven Lautstärke am größten. Offensichtlich wird die Lautheitsdrosselung völlig ungenügend berücksichtigt. Selbst bei den schmalbandigen Geräuschen der unteren Gruppen sind die errechneten Lautstärken im Mittel um 11 phon zu groß. Bei diesen Geräuschen liegt das Lautheitsmaximum in der Oktave 150 bis 300 Hz. Die Schallpegel in den übrigen Oktaven sind immer noch so groß, daß ihre Lautheiten bei Addition etwa gleich der Lautheit der dominierenden Oktave werden. Diese Lautheitsverdoppelung entspricht in der phon-Skala einem Zuwachs von etwa 10 phon. Auf Grund der vorliegenden Messungen jedoch muß man annehmen, daß die Lautheit in den höheren Oktaven vollständig verdeckt wird. Eine gleichmäßige Frequenzbandunterteilung allein ist darum nicht geeignet, den physiologischen Vorgang der Verdeckung formal so weit zu ersetzen, daß er zahlenmäßig richtig erfaßt wird.

Für die Geräusche der höheren Gruppen wird das Ergebnis günstiger, weil die subjektive Lautstärke in stärkerem Maße wächst als die Summenlautheit. Die Gesetze der Lautheitsbildung werden hier kei-

neswegs besser erfaßt; es ist vielmehr so, daß die Aufteilung in Oktaven im mittleren und höheren Frequenzbereich zu grob ist. Die Addition von Oktavlautheiten reicht nicht aus, um den wirklich vorhandenen Lautheitszuwachs zu erhalten. Dagegen ist durch eine feinere Unterteilung in Terzbänder eine bessere Näherung zu erwarten. Wenn beispielsweise eine Oktave einen Betrag von x sone zur Gesamtlautheit beiträgt, so ist zwar die Lautheit einer der drei Terzen, in die die Oktave zerlegt wird, kleiner als x sone wegen des um 5 dB kleineren Pegels, zusammen liefern sie jedoch erheblich mehr. Auf diese Weise entfällt dann der Unterschied zwischen schmal- und breitbandigen Geräuschen weitgehend.

In Bild 18 sind nach einer entsprechenden Rechnung die Mittelwerte für 30 Geräusche unter der Bezeichnung „Terz-Lautstärke“ (\bullet) eingetragen. Die obige Abschätzung wird bestätigt, der Unterschied zwischen breit- und schmalbandigen Geräuschen ist mit 2 bis 3 phon halb so groß wie beim MINTZ-TYZZER-Verfahren. Die absolute Differenz zwischen der Terzlautstärke und der subjektiven ist wegen der dreifachen Komponentenzahl natürlich erheblich größer (etwa 17 phon).

Wie sehr eine feinere Bandunterteilung das Ergebnis verbessert, beweisen auch die drei restlichen Methoden. Schon bei QUIETZSCH (\diamond) ist kaum noch etwas von einer Systematik in den Abweichungen zu bemerken. Wie bereits erwähnt, wird hier oberhalb 1500 Hz die Oktavbandbreite unterschritten. Da unterhalb 750 Hz nur ein Band existiert, wird der Fehler vermieden, der bei der MINTZ-TYZZER-Rechnung zu dem großen Differenzbetrag von 11 phon führt. Hier ist also eine pauschale Berücksichtigung der Verdeckung gelungen, was durch den speziellen Geräuschtyp mit seinem Energiemaximum bei tiefen Frequenzen begünstigt sein mag.

Die Verfahren „CREMER“ (\perp) und „ZWICKER 58“ (D) sind aus den Ergebnissen der Experimente von ZWICKER und FELDTKELLER entwickelt worden. Von ihnen kann behauptet werden, daß sie sich am meisten auf die physiologischen Gegebenheiten des Hörvorgangs stützen und gerade darum ist es erfreulich, daß die betreffenden Ergebnisse mit den eigenen subjektiven Messungen am besten übereinstimmen. Es fällt jetzt aber auch besonders schwer, für die konstante Differenz von 4 bis 6 phon eine Erklärung zu finden. Grundsätzlich kann sie wieder auf eine Unterbewertung des Verdeckungseffektes zurückgeführt werden. Andererseits nimmt der Verdacht konkrete Formen an, daß die subjektiven Messungen mit einem systematischen Fehler behaftet waren. Letzteres läßt sich jedoch für die eigenen Messungen weder aus der Streuung der Ergebnisse noch als Folge der außergewöhnlichen Meßmethode erhärten, wie die Stichprobenmessungen bewiesen haben.

Bild 19 bringt als Beispiel die Lautheitsbestimmung zweier Geräusche nach CREMER. Abszisse ist die gleichmäßige Frequenzgruppeneinteilung, die Mittenfrequenzen der benutzten Oktavfilter sind am oberen Rande eingetragen. Ordinatemaßstab ist links die Lautheit pro Frequenzgruppe, rechts die Gesamtlautheit. Als auszuwertende Geräusche sind

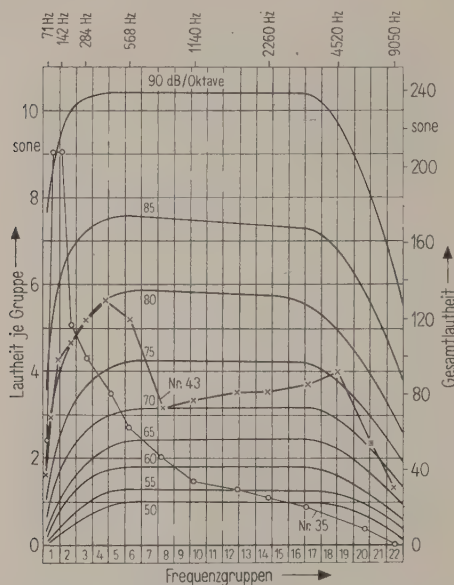


Bild 19. Beispiele für die Bestimmung der Lautstärke von Geräuschen nach CREMER.

die Geräusche Nr. 35 und 43 gewählt, die – wie aus Bild 8 hervorgeht – bei gleicher DIN-Lautstärke subjektiv um 8 phon differieren. Nr. 35 ist ein typisch schmalbandiges, Nr. 43 ein breitbandiges Kraftfahrzeuggeräusch, was in Bild 19 treffend zum Ausdruck kommt und nicht nur zur qualitativen sondern auch zur quantitativen Auswertung nutzbar ist. Schon eine grobe Abschätzung der zugehörigen Flächen ergibt, daß Nr. 43 doppelt so laut ist wie Nr. 35; die Schätzung unter Zuhilfenahme des rechten Ordinatemaßstabes ergibt rund 80 sone bzw. 40 sone Lautheit. Die entsprechende Lautstärkedifferenz ist 10 phon, kommt also der subjektiven Messung sehr nahe.

Zusammenfassend muß auf Grund der vorliegenden Ergebnisse festgestellt werden, daß keines der angeführten objektiven Verfahren ohne Korrektur die Lautstärke von Kraftfahrzeuggeräuschen ermitteln kann. Diese Korrektur ist beim DIN-Lautstärkemesser, bei STEVENS und MINTZ und TYZZER vom Spektrum der Geräusche abhängig, während man bei QUIETZSCH, CREMER und ZWICKER 58 mit einem konstanten Summanden auskommt. Die drei letztgenannten Verfahren verdienen deshalb den Vorzug,

falls die Absicht besteht, in der Praxis Lautheitsberechnungsverfahren einzuführen.

Die vorliegende Arbeit ist in der akustischen Abteilung der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt ausgeführt worden. Den Auftrag dazu gab das Bundesministerium für Verkehr, dem auch für die Gewährung der erforderlichen Mittel zu danken ist.

Der Leitende Direktor der Abteilung Akustik, Herr Professor Dr. M. GRÜTZMACHER, hat mir diese Arbeit übertragen und mich jederzeit großzügig unterstützt. Ihm gilt deshalb mein besonderer Dank, ebenso wie den Herren Dr. W. WILLMS und Dr. R. MARTIN vom Laboratorium für Geräuschmessung, die die Untersuchungen durch viele Anregungen und Diskussionen sehr förderten. Einen großen Anteil am Gelingen der Arbeit hatten die Damen und Herren der akustischen Abteilung, die sich immer bereitwillig als Beobachter bei den subjektiven Versuchen zur Verfügung stellten. Ihnen möchte ich auch an dieser Stelle Dank sagen. Ferner möchte ich allen Angehörigen des Laboratoriums für Geräuschmessung danken für ihre stete Hilfsbereitschaft bei allen sich bietenden Gelegenheiten.

(Eingegangen am 16. Oktober 1958.)

Schrifttum

- [1] LEHMANN, G. und TAMM, J., Die Beeinflussung vegetativer Funktionen des Menschen durch Geräusche. Forsch.-Ber. Nr. 257 Wirtsch.- u. Verkehrsmin. Nordrhein-Westfalen, Köln/Opladen 1956.
- [2] CALLAWAY, D. B., Measurement and evaluation of exhaust noise of over-the-road trucks. (Produced at the SAE National Transporter Meeting Chicago, 3. Nov. 1953.)
- [3] FLETCHER, H. und MUNSON, W. A., Loudness, its definition, measurement and calculation. J. acoust. Soc. Amer. **25** [1953], 82–108.
- [4] FLETCHER, H. und MUNSON, W. A., Relation between loudness and masking. J. acoust. Soc. Amer. **9** [1937], 1–10.
- [5] GEBELEIN, H. und HEITE, H. J., Statistische Urteilsbildung. Springer-Verlag, Berlin 1951.
- [6] MINTZ, F. und TYZZER, F. G., A loudness chart for octavband data on complex sounds. J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 80–83.
- [7] QUIETZSCH, G., Objektive und subjektive Lautstärkemessungen. Acustica **5** [1955], Beiheft 1, 49–66.
- [8] STEVENS, S. S., Calculation of the loudness of complex noise. J. acoust. Soc. Amer. **28** [1956], 807–832.
- [9] FELDTKELLER, R. und ZWICKER, E., Das Ohr als Nachrichtenempfänger. S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1956.
- [10] CREMER, L. und SCHREIBER, L., Über die verschiedenen Darstellungsmöglichkeiten von akustischen Spektren. Frequenz **10** [1956], 201–213.
- [11] ZWICKER, E., Über psychologische und methodische Grundlagen der Lautheit. Acustica **8** [1958], Beiheft 1, 237–258.
- [12] DIN 52 211.

ÜBER DAS RÄUMLICHE AUFLÖSUNGSVERMÖGEN VON BARIUMTITANAT- UND QUARZPLATTEN BEI DER ULTRASCHALLABBILDUNG

von K. HARTWIG

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Im Hinblick auf die Anwendung von piezoelektrischen Platten als Bildwandler bei Ultraschallsichtverfahren werden Untersuchungen über das bei diesen Verfahren erreichbare Auflösungsvermögen angestellt. Dazu werden polarisierte BaTiO₃-Keramik- und Quarzplatten bei verschiedenen Frequenzen auf einem örtlich eng begrenzten Bereich zu erzwungenen Schwingungen angeregt und die Amplitudenverteilung der Plattenschwingungen wird gemessen. Parallel dazu werden die Eigenschwingungen der Platten durch Messung der elektrischen Rückwirkung ermittelt und zur Deutung der auftretenden Erscheinungen herangezogen.

Summary

In connection with the use of piezoelectric plates as image converters in the techniques of ultrasonic visualisation, investigations are made on the analysis limits of these methods. The distribution of amplitude over the surface of barium titanate and quartz plates, set in forced vibration, is measured. At the same time the natural oscillations are measured and considered from the point of view of these techniques.

Sommaire

A propos de l'emploi des plaques piézoélectriques pour la production d'images dans les procédés de visualisation des ultrasons, les recherches sont dirigées sur le pouvoir de résolution que l'on peut atteindre par ces procédés. Pour cela des plaques polarisées de titanate de baryum, de céramique, de quartz sont excitées à différentes fréquences dans une région restreinte, délimitée, en oscillations forcées, et on mesure la répartition des amplitudes des oscillations des plaques. Parallèlement à cela, les oscillations propres des plaques sont constatées par la mesure de leur réaction électrique et utilisées pour l'interprétation des résultats de la méthode.

1. Einleitung

Bei einer Reihe von in jüngerer Zeit angegebenen Ultraschallsichtverfahren ([1] bis [5]) werden piezoelektrische Platten dazu benutzt, die Struktur eines Flüssigkeits-Ultraschallfeldes in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Wellen sichtbar zu machen. Dabei wird der „Schattenwurf“ oder das mittels Linsen auf die Platte projizierte Bild von Körpern durch die Platte in eine elektrische Potentialverteilung verwandelt, welche letztere dazu dienen kann, ein sichtbares Bild zu erzeugen.

Es erhebt sich die Frage: welches Auflösungsvermögen läßt sich mit festen Platten als Wandlerzellen erreichen, d. h. in welchem Maße bleibt die an einer Stelle der Platte erzwungene Schwingung auf diese Stelle beschränkt? Gibt es optimale Bedingungen bezüglich der Frequenz des Ultraschalles und der Dicke der Platte?

Die vorliegende Arbeit versucht, auf die letztere Frage eine Antwort zu geben und zeigt, daß bei gewissen Frequenzen die Platten für die Bildwandlung völlig ungeeignet sind.

2. Meßobjekte und Frequenzbereich

Die Messungen erfolgen an BaTiO₃-Platten¹ von 0,3 bis 1,2 mm Dicke und von 12 bzw. 26 mm Durchmesser und an Quarzplatten (in der Ultraschallanwendung übliche X-Schnitte) von 0,4 bis 1 mm Dicke und zum Teil unregelmäßiger Berandung in einem Frequenzbereich von 3,9 bis etwa 9,5 MHz. Damit wird insgesamt ein Bereich von $0,5 \leq f/f_0 \leq 4,4$ (f_0 Resonanzfrequenz der ersten Dicken-schwingung) bei BaTiO₃ und $0,5 \leq f/f_0 \leq 2,6$ bei Quarz überstrichen, der sich entsprechend den Platten verschiedener Dicke aus sich überschneidenden Teilbereichen zusammensetzt. In diesem Bereich sind die in der Anwendung üblichen Frequenzen enthalten.

3. Meßmethode und Apparatur

Die Platten werden kreisringförmig eingespannt und grenzen mit einer Fläche an Wasser, aus dem ein Schallbündel von 2 mm Durchmesser auf das Plattenzentrum trifft. Dieses Schallbündel dient als

¹ „Vibrit“ der Siemens-Schuckertwerke AG.

„Normalbildelement“, dessen Wiedergabe durch die Platte systematisch untersucht wird. Dies geschieht in der Weise, daß auf der an Luft grenzenden Rückseite der Platten längs einer die Achse des Schallbündels schneidenden Geraden die Piezospaltung kontinuierlich abgetastet und mit dem Pegelschreiber aufgezeichnet wird. Dadurch wird unter der Vielzahl der möglichen Schwingungsmoden von selbst eine Auswahl getroffen, insofern, als nur diejenigen berücksichtigt werden, die sich über den Piezoeffekt in für die Anwendung nützlicher oder schädlicher Weise bemerkbar machen.

Parameter ist die Frequenz, die in Stufen von 100 kHz in den Grenzen $3,9 \leq f \leq 9,5$ MHz variiert wird.

Parallel zu diesen akustischen Messungen erfolgt an jeder Platte unter gleichen äußeren Bedingungen eine elektrische Messung: bei elektrischer Anregung der Platte auf einer Fläche von etwa 2 mm Durchmesser in einem Frequenzbereich von 3 bis 10 MHz wird aus der elektrischen Rückwirkung auf die Lage der einzelnen Resonanzfrequenzen der Platten geschlossen, die sich als Richtschnur für die Ergebnisse erweisen werden.

Es sei an dieser Stelle schon darauf hingewiesen, daß die zentrische Anregung keine Spezialisierung darstellt, da die gefundenen Gesetzmäßigkeiten unabhängig von der Gestalt und dem Durchmesser der Platten sowie dem Durchmesser des Einspannungskreises sind, daß also „laterale“ Resonanzen keine Rolle spielen. Dieser Befund ist in mehreren Versuchen bestätigt worden.

Die Apparatur besteht aus dem Sender, der Meßstrecke, dem Meßverstärker und dem Pegelschreiber (siehe Bild 1).

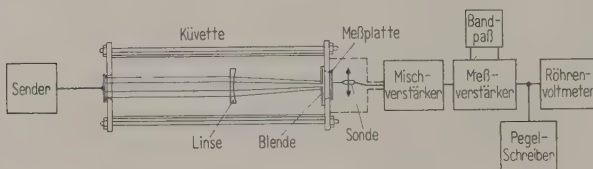


Bild 1. Blocksaltbild der Apparatur.

Die Meßstrecke ist eine mit Wasser gefüllte Küvette, die an ihren Stirnflächen von zwei Platten begrenzt wird, in welchen Schallgenerator bzw. zu untersuchende Platte gleichartig angeordnet sind. Sie ist mit Absorbern ausgekleidet, die aus 7 mm dicken Gummiplatten bestehen, in welche 4 mm hohe und an der Basis 3 mm dicke Keile eingeschnitten sind.

Als Schallgenerator dient eine polarisierte BaTiO₃-Platte mit einer Dickengrundresonanz von 2,5 MHz. Ihre Anregung geschieht mit einem stetig durchstimmbaren 40-W-HF-Sender.

Diese und die zu messende Platte werden mit einer Fläche gegen Bleiringe angedrückt, welche am Umfang je einer in den Küvettenstirnwänden befindlichen Bohrung eingelassen sind. Die durch den Bleiring begrenzte Kreisfläche der Platten grenzt also an das Wasser und ist durch einen metallischen Überzug elektrisch leitend mit der geerdeten Küvette verbunden.

Die Rückseite der Meßplatten ist dagegen nichtleitend. Gegen sie wird weich federnd eine 0,5 mm dicke Messingsonde angedrückt, die in zwei zueinander senkrechten Richtungen in der Plattenebene verschiebbar ist. Sie dient dazu, die Piezospaltung auf der Platte abzutasten.

Sender- und Meßplatte einschließlich Abtastmechanismus sind zur Abschirmung in Metallgehäusen untergebracht.

Die Anregung der Meßplatten hat auf einem örtlich begrenzten, wohldefinierten Bereich zu geschehen: das oben erwähnte „Normalbildelement“ wird durch eine Blende realisiert, die unmittelbar vor der Platte angeordnet wird.

Sie besteht im wesentlichen aus einer durch zwei 40 µ dicke Polyäthylenfolien begrenzten, ca. 2 mm dicken planparallelen Luftschicht, die an einer Stelle durch einen kleinen Plexiglaszylinder schalleitend überbrückt ist. Im Hinblick auf durchgelassene Intensität und Divergenz des Schallbündels hinter der Blende hat es sich als zweckmäßig erwiesen, den Durchmesser des Zylinders nicht kleiner als 2 mm zu bemessen.

In Bild 2 ist der mit einem magnetostriktiven Sondenmikrophon nach KOPPELMANN [6] bei 4 MHz gemessene Pegel des Schalldruckes längs eines Durchmessers unmittelbar hinter der benutzten Blende

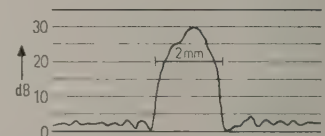


Bild 2. Durchlaßcharakteristik der 2-mm-Blende.

wiedergegeben. Die Charakteristik erwies sich als weitgehend unabhängig von der Frequenz und vom Abstand (einige mm) hinter der Blende.

Eine Sammellinse aus Plexiglas dient dazu, das vom Sender kommende Schallbündel auf die Blendenmitte zu konzentrieren.

Die Spannungs-sonde wird durch ein Getriebe mit konstanter Geschwindigkeit über die Plattenoberfläche bewegt und die verstärkte Spannung mit dem Pegelschreiber über einen Bereich von 25 dB aufgezeichnet.

Bei der Messung der elektrischen Rückwirkung werden bei Quarz und BaTiO_3 wegen der um drei Größenordnungen auseinanderliegenden Dielektrizitätskonstanten verschiedene Wege beschritten, und zwar wird bei BaTiO_3 die Spannung bei vorgegebenem Strom, bei Quarz der Strom bei konstanter Spannung gemessen. Aus dem gleichen Grunde war es zweckmäßig, zur elektrischen Anregung die BaTiO_3 -Platten mit einem kleinen Leitsilberfleck als Elektrode zu versehen, um einen Luftspalt zu vermeiden, während es bei Quarz genügte, zu diesem Zweck ein Metallplättchen sanft anzudrücken.

Auch konnten die Messungen an BaTiO_3 bei mit Wasser gefüllter Küvette geschehen, während bei Quarz sich die Strahlungsdämpfung in so starkem Maße auswirkte, daß aus den Meßkurven die Resonanzen nur schwer erkennbar waren. Deshalb wird bei Quarz ohne Wasser gemessen. Dies kann unbedenklich geschehen, da die gemessenen Resonanzen Schnelleresonanzen sind, und diese sind von der realen Strahlungsdämpfung unabhängig. Da der schallstrahlende Fleck stets einige Wellenlängen groß ist, ist der Blindanteil der Dämpfung unerheblich. Diese Unabhängigkeit ist in einer Vergleichsmessung an einer Platte bestätigt worden.

Die Spannungs- bzw. Stromkurve wird in Abhängigkeit von der Frequenz punktweise in Abständen von 100 kHz mit einem Leistungsmeßsender aufgenommen, nach dem der Sender für die akustischen Messungen geeicht ist.

4. Auswertung der Meßkurven

Die Ergebnisse liegen in Form von Pegelschreiberdiagrammen vor, für die in Bild 3 ein typisches Beispiel wiedergegeben ist. Die Abszisse ist die Ortskoordinate der Abtaststelle auf der Platte, deren Nullpunkt ungefähr in die optische Achse der Blende gelegt ist; die Ordinate ist der Pegel der Empfangsspannung.

Es sind verschiedene Möglichkeiten denkbar, jeder Meßkurve eine Größe zuzuordnen, die die Qualität des „Blendenbildes“ bei den zugehörigen Parametern in einfacher Weise charakterisiert, doch haben alle ihre Mängel. Wir benutzen ein Schema, das an Hand von Bild 3 erläutert werden soll.

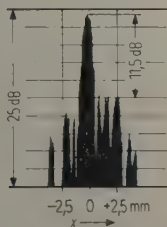


Bild 3. Auswertungsschema der Meßkurven.

In einem Abstand von 2,5 mm zu beiden Seiten der Blendenachse werden während der Aufnahme der Kurve Strichmarken getastet. An diesen Stellen wird die Höhe der Nebenmaximä bzw. ein interpolierter Wert zwischen den höchsten Nachbarwerten ermittelt und der Pegelabstand des höheren Wertes von der Spitze des Hauptmaximums gemessen.

Der Nullpunkt der zugrunde liegenden dB-Skala wird willkürlich in die Spitze des Hauptmaximums gelegt; nach unten weist die negative Achse. Damit erhält man für unser Beispiel $-11,5$ dB Pegeldifferenz.

In analoger Weise wird aus jeder Meßkurve eine Pegeldifferenz gewonnen, die in den Bildern 5 bis 16 mit „ $Pd_{2,5}$ “ bezeichnet wird.

Diese $Pd_{2,5}$ -Bewertung einer Meßkurve ist sicherlich nur ein grobes Maß für die Qualität der Wiedergabe des Blendenbildes, und Feinheiten der in großer Mannigfaltigkeit erhaltenen Meßkurven werden damit nicht erfaßt. Infolgedessen wird man von den graphischen Darstellungen $Pd_{2,5}$ als Funktion der Frequenz keinen sehr glatten Verlauf und eine Reproduzierbarkeit der einzelnen Punkte um weniger als etwa 3 bis 5 dB erwarten dürfen. Man erhält aber einen qualitativen Überblick und Aufschluß darüber, wie man die Parameter zu wählen hat, um bei der Anwendung unter optimalen Bedingungen zu arbeiten.

5. Freie Plattenwellen [7]

Zur Diskussion der Meßergebnisse sind einige Tatsachen aus der Theorie der freien Plattenwellen heranzuziehen.

Betrachtet seien zunächst ebene Wellen in unendlich ausgedehnten Platten mit spannungsfreier Oberfläche.

Man kann Wellen in solchen Platten als ein System von zwischen den Oberflächen hin- und herreflektierten ebenen Wellen auffassen und die einzelnen Wellen durch die „Spurgeschwindigkeit v “, mit der die Phase längs der Plattenoberfläche fort-schreitet, charakterisieren.

Unter „freien“ Wellen versteht man nun solche, die ohne Anregung durch eine einfallende Welle bestehen können. Man unterscheidet symmetrische und antisymmetrische Typen, d. h. solche, bei denen die Verschiebungskomponente normal zur Plattenoberfläche eine gerade bzw. ungerade Funktion von der in der Plattennormale liegenden Koordinate ist.

Die Auflösung der „charakteristischen Gleichungen“ für freie Plattenwellen liefert die Phasengeschwindigkeit v in Abhängigkeit von der Frequenz, d. h. eine Art Dispersionskurven. Als Parameter gehen ein die Plattendicke d , die Schubwellengeschwindigkeit c_s und das Verhältnis $q = (c_s/c_p)^2$

(c_D Dilatationswellengeschwindigkeit), das seinerseits durch die Poissonsche Konstante σ ausgedrückt werden kann (siehe unten). Für Platten im Vakuum und $\sigma = 0,35$ hat FIRESTONE [8] den genauen Verlauf der Dispersionskurven berechnet. Das Ergebnis ist in Bild 4 wiedergegeben. Hier entsprechen die dick ausgezogenen Kurven den symmetrischen (s_n) und die lang gestrichelten den antisymmetrischen (a_n) Wellentypen.

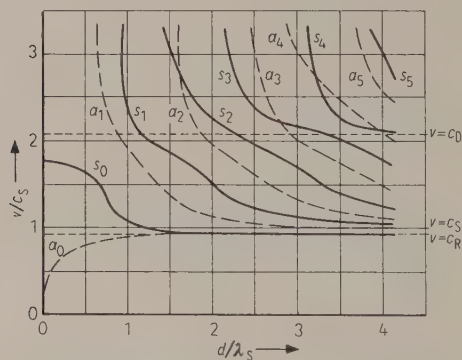


Bild 4. Phasengeschwindigkeit v von freien Wellen in festen Platten mit $\sigma = 0,35$ (nach FIRESTONE [8]).

a_0 entspricht den gewöhnlichen Biegewellen und s_0 den Dehnwellen. Für $d/\lambda_S \rightarrow \infty$ nähern sich beide Kurvenzweige asymptotisch der Geschwindigkeit c_R der Rayleighschen Oberflächenwellen.

Alle anderen Kurvenzweige gehen für $d/\lambda_S \rightarrow \infty$ gegen c_S . Nach niedrigen Werten von d/λ_S gehen sie jeweils gegen $v = \infty$ und nähern sich dabei asymptotisch den „Grenzfrequenzen“, die gegeben sind durch

$$\left. \begin{array}{l} d/\lambda_D = 1/2, 3/2, \dots \\ d/\lambda_S = 1, 2, \dots \end{array} \right\} \text{ für die symmetrischen}$$

und $\left. \begin{array}{l} d/\lambda_D = 1, 2, \dots \\ d/\lambda_S = 1/2, 3/2, \dots \end{array} \right\} \text{ für die antisymmetrischen Wellen.}$

Diese Grenzfrequenzen sind identisch mit den Dickenresonanzen ($d/\lambda_D = 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$) und den „axialen“ Schubwellenresonanzen ($d/\lambda_S = 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$). Dabei sind die ungeraden Harmonischen der Dickenresonanzen und die geraden der Schubwellenresonanzen vom symmetrischen und die anderen vom antisymmetrischen Typ.

Die Lage der Dickenresonanzen und Schubwellenresonanzen zueinander wird durch die Poissonsche Konstante σ bestimmt. Es gilt [9]

$$(c_S/c_D)^2 = (f_{\text{res}}/f_{\text{res D}})^2 = \frac{1-2\sigma}{2-2\sigma}$$

für Resonanzen gleicher Ordnung. Unterhalb der Grenzfrequenz würde für einen bestimmten Kurvenzweig v rein imaginär werden, d. h. entlang der Platte gibt es keine Wellenausbreitung mehr, sondern

überall gleichphasige Schwingungen, deren Amplituden aber längs der Platte exponentiell abklingen.

Wenn die Platte sich nicht im Vakuum befindet, so geben die auf der Platte laufenden Wellen im allgemeinen durch Brechung ständig Energie an das angrenzende Medium ab. Daher wird die Amplitude der Welle mit dem Fortschreiten längs der Platte abklingen.

Es gibt jedoch Fälle, in denen die vorliegende freie Welle gar nicht oder nur schwach mit dem umgebenden Medium gekoppelt ist. So ist zum Beispiel anschaulich klar, daß insbesondere bei der axialen Schubresonanz, bei der die Oberflächen nur tangentielle Schwingungen ausführen, eine Übertragung auf das angrenzende, als schubspannungsfrei angenommene Medium nicht auftritt. Das gleiche gilt für symmetrische Wellen, wenn $v \approx c_D$ ist, denn auch in diesem Fall vollführt die Plattenoberfläche lediglich tangentielle Schwingungen [7].

Was geschieht nun, wenn ein Schallbündel aus dem angrenzenden Medium auf die Platte auftrifft? Das Schallbündel ist keine ebene Welle, kann aber nach dem Fourierschen Theorem als Überlagerung ebener Wellen verschiedener Richtung und gleicher Wellenzahl k aufgefaßt werden. Dem Bündel wird dadurch ein „Richtungsspektrum“ mit endlichem Öffnungswinkel zugeordnet.

Fällt nun ein solches Bündel auf die Platte, so werden auf einem Bereich, der die Größe des Bündelquerschnittes hat, „erzwungene Wellen“ angeregt, deren Spurwellenzahlen $k \cdot \sin \vartheta$ (ϑ Spektralwinkel im Richtungsspektrum) mit denen der einfallenden Wellen übereinstimmen. In der Platte werden deshalb alle die freien Wellen angeregt, deren Spurwellenzahl im Spektrum der einfallenden Welle vertreten ist.

Diese freien Wellen breiten sich längs der Platte aus. Es ist klar, daß die einzelnen möglichen freien Wellen verschieden stark angeregt werden je nach der „Stärke“ des Spektralbereiches, der die freie Welle in der beschriebenen Weise verursacht.

Hat beispielsweise eine der freien Wellen die gleiche Spurwellenzahl wie die ebene Welle, deren Normale mit der Achsenrichtung des einfallenden Bündels übereinstimmt, so darf man erwarten, daß diese freie Welle besonders stark angeregt wird und die anderen dagegen vernachlässigbar sind. Für ein senkrecht auftreffendes Bündel ist diese Spurwellenzahl null; bei den Grenzfrequenzen werden deshalb die axialen Moden bevorzugt angeregt.

6. Meßergebnisse

In den Bildern 5 bis 14 werden für jede gemessene Platte die Meßergebnisse zusammengestellt. Diese bestehen aus der graphischen Darstellung der

Werte $Pd_{2,5}$ als Funktion der Frequenz f , ferner aus der gemessenen Spannungs- bzw. Stromkurve (U bzw. I) bei elektrischer Anregung (Ordinate in willkürlichen Einheiten; Abszisse die gleiche wie bei den $Pd_{2,5}$ -Kurven) und schließlich aus einigen drastischen Beispielen der Meßkurven für die betreffende Platte, die als Repräsentanten der über 500 gemessenen Kurven einen Eindruck von der Vielfalt der auftre-

tenden Erscheinungen geben sollen. Es ist jeweils der ganze Bereich, über den sie gemessen wurden, wiedergegeben.
Schließlich wird in den Bildern 15 und 16 für $BaTiO_3$ eine Zusammenstellung der Pd -Kurven über der relativen Frequenz f/f_{D1} (f_{D1} Grunddickenresonanz) bzw. f/f_{S1} (f_{S1} axiale Grundschubresonanz) gebracht.

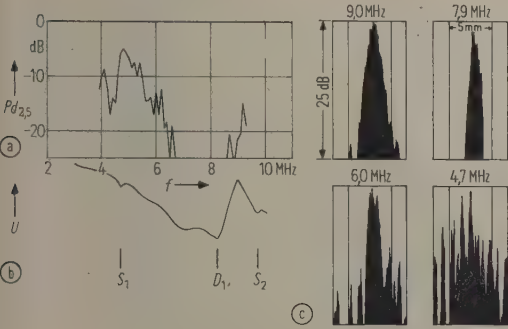


Bild 5. Ergebnisse der Messungen an der 0,3 mm dicken $BaTiO_3$ -Platte (Durchmesser des Einspannungskreises 10 mm; Plattendurchmesser 12 mm).
(a) Pegeldifferenz zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima der Meßkurven im Abstand von 2,5 mm von der Blendenachse als Funktion der Frequenz f .
(b) Spannung U bei vorgegebenem Strom bei elektrischer Anregung der Platte als Funktion der Frequenz f .
(c) Meßkurvenbeispiele bei den Frequenzen 9,0; 7,9; 6,0 und 4,7 MHz.

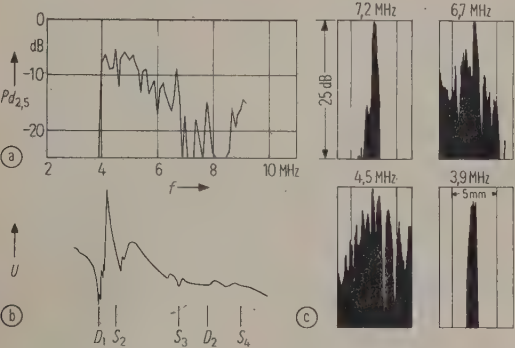


Bild 7. Ergebnisse der Messungen an der 0,6 mm dicken $BaTiO_3$ -Platte (Durchmesser des Einspannungskreises 10 mm; Plattendurchmesser 12 mm).
(a) Pegeldifferenz zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima der Meßkurven im Abstand von 2,5 mm von der Blendenachse als Funktion der Frequenz f .
(b) Spannung U bei vorgegebenem Strom bei elektrischer Anregung der Platte als Funktion der Frequenz f .
(c) Meßkurvenbeispiele bei den Frequenzen 7,2; 6,7; 4,5 und 3,9 MHz.

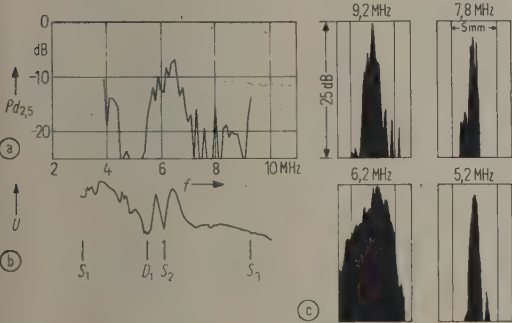


Bild 6. Ergebnisse der Messungen an der 0,5 mm dicken $BaTiO_3$ -Platte (Durchmesser des Einspannungskreises 10 mm; Plattendurchmesser 12 mm).
(a) Pegeldifferenz zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima der Meßkurven im Abstand von 2,5 mm von der Blendenachse als Funktion der Frequenz f .
(b) Spannung U bei vorgegebenem Strom bei elektrischer Anregung der Platte als Funktion der Frequenz f .
(c) Meßkurvenbeispiele bei den Frequenzen 9,2; 7,8; 6,2 und 5,2 MHz.

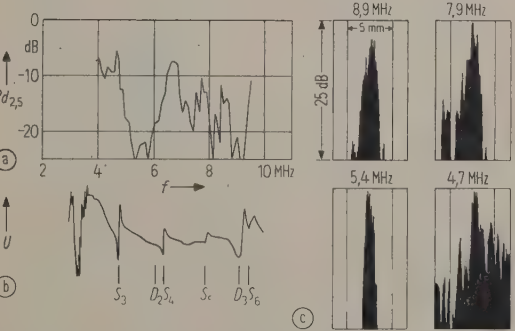


Bild 8. Ergebnisse der Messungen an der 0,8 mm dicken $BaTiO_3$ -Platte (Durchmesser des Einspannungskreises 22 mm; Plattendurchmesser 26 mm).
(a) Pegeldifferenz zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima der Meßkurven im Abstand von 2,5 mm von der Blendenachse als Funktion der Frequenz f .
(b) Spannung U bei vorgegebenem Strom bei elektrischer Anregung der Platte als Funktion der Frequenz f .
(c) Meßkurvenbeispiele bei den Frequenzen 8,9; 7,9; 5,4 und 4,7 MHz.

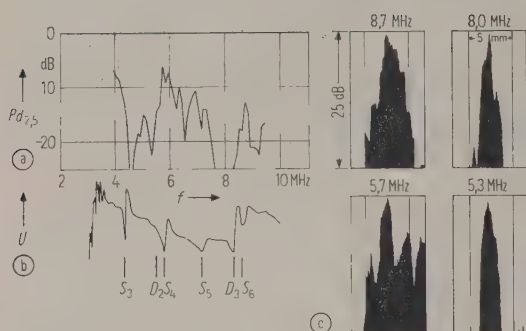


Bild 9. Ergebnisse der Messungen an der 1,0 mm dicken BaTiO_3 -Platte (Durchmesser des Einspannungskreises 22 mm; Plattendurchmesser 26 mm).

- Pegeldifferenz zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima der Meßkurven im Abstand von 2,5 mm von der Blendenachse als Funktion der Frequenz f .
- Spannung U bei vorgegebenem Strom bei elektrischer Anregung der Platte als Funktion der Frequenz f .
- Meßkurvenbeispiele bei den Frequenzen 8,7; 8,0; 5,7 und 5,3 MHz.

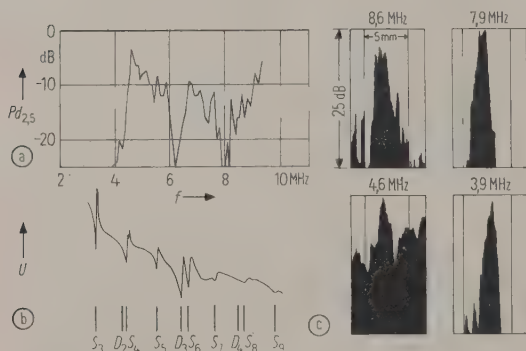


Bild 10. Ergebnisse der Messungen an der 1,2 mm dicken BaTiO_3 -Platte (Durchmesser des Einspannungskreises 22 mm; Plattendurchmesser 26 mm).

- Pegeldifferenz zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima der Meßkurven im Abstand von 2,5 mm von der Blendenachse als Funktion der Frequenz f .
- Spannung U bei vorgegebenem Strom bei elektrischer Anregung der Platte als Funktion der Frequenz f .
- Meßkurvenbeispiele bei den Frequenzen 8,6; 7,9; 4,6 und 3,9 MHz.

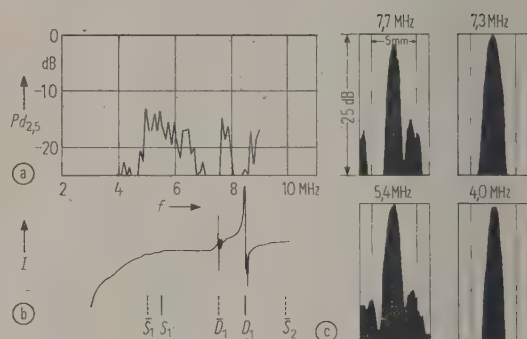


Bild 11. Ergebnisse der Messungen an der 0,4 mm dicken Quarzplatte (Durchmesser des Einspannungskreises 10 mm; Berandung unregelmäßig).

- Pegeldifferenz zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima der Meßkurven im Abstand von 2,5 mm von der Blendenachse als Funktion der Frequenz f .
- Strom I bei konstanter Spannung bei elektrischer Anregung der Platte als Funktion der Frequenz f .
- Meßkurvenbeispiele bei den Frequenzen 7,7; 7,3; 5,4 und 4,0 MHz.

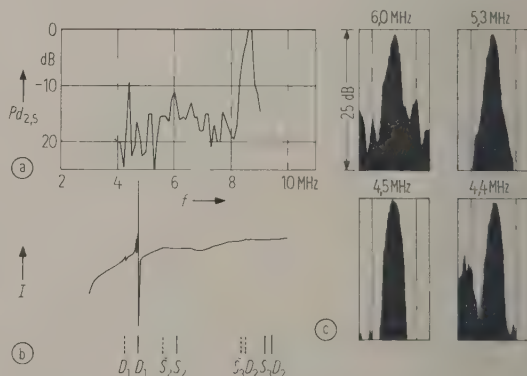


Bild 12. Ergebnisse der Messungen an der 0,6 mm dicken Quarzplatte (Durchmesser des Einspannungskreises 10 mm; Plattendurchmesser 12 mm).

- Pegeldifferenz zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima der Meßkurven im Abstand von 2,5 mm von der Blendenachse als Funktion der Frequenz f .
- Strom I bei konstanter Spannung bei elektrischer Anregung der Platte als Funktion der Frequenz f .
- Meßkurvenbeispiele bei den Frequenzen 6,0; 5,3; 4,5 und 4,4 MHz.

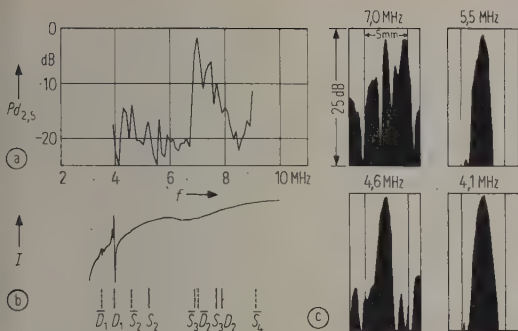


Bild 13. Ergebnisse der Messungen an der 0,8 mm dicken Quarzplatte (Durchmesser des Einspannungskreises 10 mm; Berandung unregelmäßig).
(a) Pegeldifferenz zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima der Meßkurven im Abstand von 2,5 mm von der Blendenachse als Funktion der Frequenz f .
(b) Strom I bei konstanter Spannung bei elektrischer Anregung der Platte als Funktion der Frequenz f .
(c) Meßkurvenbeispiele bei den Frequenzen 7,0; 5,5; 4,6 und 4,1 MHz.

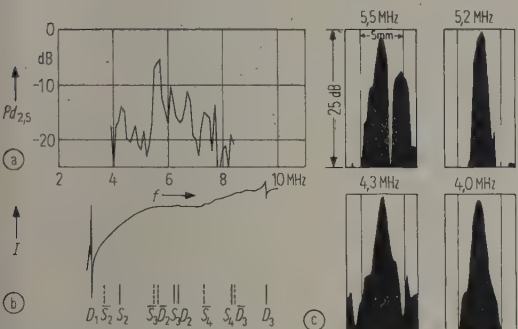


Bild 14. Ergebnisse der Messungen an der 1,0 mm dicken Quarzplatte (Durchmesser des Einspannungskreises 10 mm; Plattendurchmesser 15 mm).
(a) Pegeldifferenz zwischen Hauptmaximum und Nebenmaxima der Meßkurven im Abstand von 2,5 mm von der Blendenachse als Funktion der Frequenz f .
(b) Strom I bei konstanter Spannung bei elektrischer Anregung der Platte als Funktion der Frequenz f .
(c) Meßkurvenbeispiele bei den Frequenzen 5,5; 5,2; 4,3 und 4,0 MHz.

7. Diskussion der Spannungs- bzw. Stromkurven

Die in den Bildern 5 bis 14 unter den dazugehörigen Pd -Kurven angeführten Kurven der elektrischen Messungen weisen eine Anzahl von Extrema auf, von denen je ein aus Maximum und Minimum bestehendes Paar die Resonanz und Antiresonanz der bekannten Ersatzschaltung für piezoelektrische

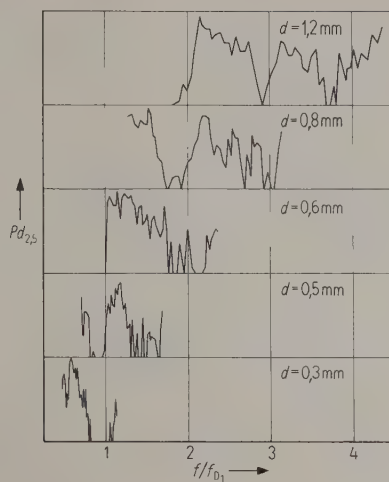


Bild 15. Zusammenstellung der Kurven der Bilder 5 a bis 10 a für BaTiO_3 . Abszisse ist der Quotient aus Frequenz f und Dickengrundresonanz f_{D1} .

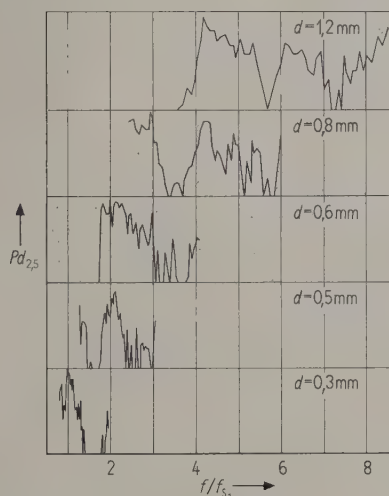


Bild 16. Zusammenstellung der Kurven der Bilder 5 a bis 10 a für BaTiO_3 . Abszisse ist der Quotient aus Frequenz f und Schubgrundresonanz f_{S1} .

Wandler ist. Man überlegt sich leicht, daß in den Spannungskurven bei den BaTiO_3 -Platten die Minima, bei den Stromkurven der Quarzplatten die Maxima den einzelnen Resonanzen entsprechen. Der Frequenzabstand zwischen Resonanz und Antiresonanz ist durch den elektromechanischen Kopplungsfaktor bestimmt.

Es stellt sich die Aufgabe, die einzelnen Resonanzen zu deuten.

Zunächst seien die Spannungskurven der Bilder 5 bis 10 betrachtet. Aus der Plattendicke kann man ungefähr die Dickenresonanzen errechnen und den dazugehörigen Minima zuordnen. Sie sind unter den

Kurven durch mit D_n bezeichnete Striche markiert (die geraden Harmonischen der Dickenschwingungen kann man elektrisch nicht anregen; sie sind berechnet und mit eingezeichnet).

Neben den Dickenresonanzen läßt die Spannungskurve aber noch weitere Resonanzen erkennen, die gleichfalls harmonisch zueinander liegen. Eine überschlägige Rechnung nach Abschnitt 5 mit $\sigma = 0,28$ [10] ergibt, daß es sich dabei nur um axiale Schubresonanzen handeln kann. Dazu muß allerdings bemerkt werden, daß über den genauen Schwingungsmechanismus dieser Schubwellen Unklarheit herrscht. Bei der benutzten Anregung liegt die Annahme einer Torsionsschwingung mit der Achse im Anregungszentrum nahe. Möglich wäre außerdem eine Welle, für die alle Verschiebungsvektoren parallel sind und eine von möglichen Unsymmetrien abhängige Richtung besitzen.

Wir begnügen uns damit, die Existenz dieser Wellen festzustellen und bezeichnen sie weiterhin mit „Schubwellen“, da bei ihren Resonanzen die Plattendicke ein Vielfaches der halben Schubwellenlänge ist. (Die Resonanzen sind durch mit S_n bezeichnete Striche markiert.)

Geht man von diesen Resonanzen aus und rechnet aus ihrer Lage zu den Dickenresonanzen die Poissonsche Konstante σ genau aus, so findet man Werte, die von dem von SCHMIDT [10] angegebenen Wert ($\sigma = 0,28$) zum Teil erheblich abweichen. In der folgenden Tabelle sind die errechneten Werte für die verschiedenen Platten zusammengestellt (d Plattendicke in mm):

d	0,3	0,5	0,6	0,8	1,0	1,2
σ	0,260	0,278	0,248	0,310	0,315	0,320

Bei einem so inhomogenen Material, wie gesintertes BaTiO_3 , es ist, muß man eventuell Schwankungen der technologischen Eigenschaften, die durch den Herstellungsprozeß und Alterung bedingt sind, erwarten.

Die Spannungskurven weisen noch weitere schwächer ausgeprägte Resonanzstellen besonders in der Nähe der ersten Dickenresonanzen in dichter Folge auf. Diese Nebenresonanzen sind schon von SCHMIDT [10] und GOLIAMINA [11] untersucht worden. GOLIAMINA hat festgestellt, daß die Lage dieser Resonanzen von der Form der Platte abhängt. Offenbar handelt es sich dabei um Dehn- oder Rayleighwellenresonanzen, doch diese sind für die angestellten Untersuchungen ohne Belang.

Nun zu den Stromkurven der Bilder 11 bis 14. Hier treten — vermutlich wegen des im Vergleich zu BaTiO_3 kleinen Kopplungsfaktors — die Schubwellenresonanzen nicht in Erscheinung. Dagegen beobachtet man hier zwei verschieden stark ausgeprägte Dickenresonanzen, die unter den Kurven mit D_n

bzw. \bar{D}_n markiert sind. Die dazugehörigen Schubresonanzen sind berechnet und mit S_n bzw. \bar{S}_n bezeichnet. Zwar ist Quarz anisotrop und besitzt daher zwei verschiedene Poissonsche Konstanten, doch wurde der Rechnung ein mittlerer Wert von $\sigma = 0,125$ zugrunde gelegt, was im vorliegenden Fall wegen der geringen Verschiedenheit erlaubt ist.

In der Nähe der Dickenresonanzen finden sich wieder die schwächer ausgeprägten, dicht liegenden Querresonanzen (siehe oben).

Das Auftreten von mehreren Dickenresonanzen gleicher Ordnung ist auf die Anisotropie des Quarzes zurückzuführen. Für jede Orientierung der Platte zu den Kristallachsen gibt es drei Dilatationsmoduln D , D' , D'' , und es sind theoretisch drei Dickenresonanzen möglich [12], es werden aber nur solche elektrisch angeregt, für die die dazugehörigen Piezokonstanten e , e' , e'' von null verschieden sind. Dies ist beim idealen X -Schnitt nur für D der Fall, doch nimmt e' für geringe Abweichungen von der X -Schnitt-Orientierung endliche Werte an, während e'' annähernd null bleibt, weil dort e'' ein flaches Minimum besitzt. Der experimentelle Befund läßt daher vermuten, daß die gemessenen Quarzplatten ein wenig vom idealen X -Schnitt abweichen.

Es sei noch erwähnt, daß der stetige Gang mit der Frequenz in den Strom- bzw. Spannungskurven auf eine Frequenzabhängigkeit der Ausgangsspannung des Senders zurückzuführen ist, die nicht eliminiert worden ist.

8. Diskussion des akustischen Auflösungsvermögens

An Hand der Pd -Kurven können die Bedingungen für die Eignung einer Platte zur Ultraschallabbildung diskutiert werden. Bei BaTiO_3 liegen die Verhältnisse etwas übersichtlicher als bei Quarz. Bild 15 zeigt folgendes:

Die Kurven weisen in groben Zügen einen periodischen Verlauf mit einer Periode von der Frequenz der ersten Dickenresonanz auf. Am deutlichsten sieht man das bei der Kurve für die 1,2-mm-Platte, die den größten Bereich der relativen Frequenz umfaßt. Etwas unterhalb jeder Dickenresonanz ist ein Gebiet, das besondere Beachtung verdient, denn hier ist die Wiedergabe des Blendenbildes am besten.

Etwas oberhalb der Dickenresonanzen sind die Störungen am größten; sie fallen mit wachsender Frequenz wieder etwas ab und erreichen kurz vor der nächsten Dickenresonanz erneut ein Minimum. Diesem prinzipiellen Verlauf sind verschiedene weitere relative Maxima überlagert.

Es zeigte sich, daß unterhalb eines jeden Dispersionskurvenzweiges (Bild 4) eine Wellenausbreitung für die betreffende Mode nicht möglich ist. Hier fin-

det lediglich eine gleichphasige, längs der Platte exponentiell abklingende Schwingung statt, deren Abklingkonstante um so größer wird, je mehr die Frequenz von der Grenzfrequenz entfernt ist. Dieses exponentielle Nahfeld ist offenbar die Ursache der wenig unterhalb der Dickenresonanzen liegenden Minima und deshalb für die Ultraschallabbildung wichtig. Bei der Resonanz selbst ist auch noch keine Welle möglich, sondern wiederum nur eine gleichphasige Schwingung, die aber nicht exponentiell abklingt. Hier dürfte aber die Strahlungsdämpfung die Lokalisierung der Schwingung bewirken.

Oberhalb der Resonanz beginnt der Bereich der Wellenausbreitung, und diese tritt in den Maxima der Kurven in Erscheinung. Mit weiter wachsender Frequenz nimmt die Spurwellenzahl der freien Welle zu und die entsprechende Komponente im einfallenden Bündel ab, worauf wahrscheinlich der Abfall der Kurven zurückzuführen ist. Kurz unterhalb der nächsten Dickenresonanz überwiegt wieder der Einfluß der exponentiell abklingenden Dilatationswelle der nächst höheren Ordnung.

Wie schon erwähnt, treten weitere relative Maxima auf. Es liegt nahe, diese auf die nur schwach durch Abstrahlung gedämpften Moden zurückzuführen. Für die Schubresonanzen scheint dies auch zuzutreffen, wie man aus Bild 16 namentlich bei den niederen Ordnungen erkennt.

Als positives Ergebnis wird erhalten, daß ein Optimum für die Ultraschallabbildung bei Frequenzen wenig unterhalb der Dickenresonanzen erreicht wird.

Diese bei BaTiO_3 gewonnenen Ergebnisse lassen sich ohne wesentliche Einschränkungen auf Quarzplatten übertragen (siehe Bilder 11 bis 14), doch sind hier die Verhältnisse wegen der zwei wirksamen Dilatationsmoduln verwickelter. Am besten diskutiert man die Platten einzeln.

In Bild 11 erkennt man zunächst wieder die Minima der Pd -Kurven kurz unterhalb der Dickenresonanzen, und zwar jetzt bei beiden (D_1 , \bar{D}_1). Ebenso wie bei BaTiO_3 findet man starke Störungen in der Umgebung der Schubresonanzen (S_1 , \bar{S}_1). Auffallend ist, daß keine der Resonanzen gleicher Ordnung vor der anderen ausgezeichnet zu sein scheint.

In Bild 12 ist das Minimum unterhalb der zweiten Dickenresonanz (\bar{D}_2) nicht so gut ausgeprägt. Das liegt offenbar daran, daß gerade hier die dritte Schubresonanz (\bar{S}_3) liegt. Für die zweiten Schubresonanzen (S_2 , \bar{S}_2) und die ersten Dickenresonanzen (D_1 , \bar{D}_1) gilt das schon zu Bild 11 Gesagte.

Für Bild 13 gilt das gleiche wie für Bild 12, doch ist hier bemerkenswert, daß der Einfluß der zum kleineren Dilatationsmodul gehörigen Resonanzen (S_2 , \bar{S}_3) überwiegt, obwohl in der Stromkurve die

niedrigere Resonanz wesentlich schwächer ausgeprägt ist.

Bei der 1-mm-Platte (Bild 14) verhält es sich ähnlich.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß sich für BaTiO_3 und Quarz die auftretenden Phänomene erwartungsgemäß in gleicher Weise erklären lassen. Für die Ultraschallabbildung kommen die Frequenzen kurz unterhalb der Dickenresonanzen in die engere Wahl, doch muß man sich von Fall zu Fall überzeugen, daß dort nicht gerade eine der weniger gedämpften Moden wirksam ist. Bei den Dickenresonanzen selbst ist normalerweise die Abbildung noch nicht allzu schlecht, und man wird sich überlegen, ob man nicht zugunsten eines besseren Wirkungsgrades auf eine bessere Abbildung verzichten soll.

Herrn Prof. E. MEYER möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und ihm sowie Herrn Prof. K. TAMM für ihr stets förderndes Interesse meinen ergebensten Dank sagen. Schließlich danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die die für die Durchführung der Arbeit erforderlichen Geräte zur Verfügung stellte.

(Eingegangen am 30. November 1958.)

Schrifttum

- [1] SOKOLOV, S. Y., Moderne Probleme der Anwendung von Ultraschall. Fortschr. phys. Wiss. U.d.S.S.R. **40** [1950].
- [2] PROKHOROV, V. G., The problem of converting an ultrasonic image into a visible one. Soviet Physics, Acoustics **3** [1957], 272.
- [3] OSHCHEPKOV, P. K., ROZENBERG, L. D. und SEMENNIKOV, IN. R., An electronic-acoustical transducer for the visualisation of ultrasonic fields. Soviet Physics, Acoustics **1** [1955], 362.
- [4] SUCKLING, E. E. und MACLEAN, W. R., A method of transducing an ultrasonic shadowgraph or image for display on an oscilloscope. J. acoust. Soc. Amer. **27** [1955], 297.
- [5] ROZENBERG, L. D., Survey of methods used for the visualisation of ultrasonic fields. Soviet Physics, Acoustics **1** [1955], 105.
- [6] KOPPELMANN, J., Beiträge zur Ultraschallmeßtechnik in Flüssigkeiten. Acustica **2** [1952], 92.
- [7] SCHOCH, A., Der Schalldurchgang durch Platten. Acustica **2** [1952], 1.
- [8] FIRESTONE, F. A., Non-destructive Testing **7** [1948], Nr. 2.
- [9] SCHOCH, A., Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung. Ergeb. exakt. Naturwiss. **23** [1950], 127.
- [10] SCHMIDT, H., Über einige Messungen an BaTiO_3 . Acustica **1** [1951], Beiheft 2, AB 83.
- [11] GOLIAMINA, J. P., On the problem of axial oscillations of polarized barium titanate plates. Soviet Physics, Acoustics **1** [1955], 42.
- [12] CADY, W. G., Piezoelectricity. McGraw-Hill Book Co., London 1946.

LETTERS TO THE EDITORS

Schallstreuung durch Luftballons

Füllt man einen normalen Kinderluftballon prall mit Wasserstoff und hält ihn vor das Ohr, so empfindet man einen starken, unangenehmen, fast schmerzhaften Druck im Ohr. Schall mit hohen Frequenzen wird kaum noch wahrgenommen. Der Versuch ist sehr eindrucksvoll. Das Druckempfinden (Spannung des Muskels tensor tympani, um die Empfindlichkeit des Ohres zu steigern) ist viel stärker, als es beispielsweise beim Betreten eines reflexionsfreien Raumes oder beim Annähern des Ohres an eine Schallschluckplatte beobachtet wird.

Wegen der höheren Schallgeschwindigkeit im Inneren zerstreut offenbar der wasserstoffgefüllte Ballon den Schall. Umgekehrt müßte ein mit Kohlendioxyd gefüllter Ballon wegen der kleineren Schallgeschwindigkeit den Schall fokussieren. Tatsächlich hört man Schall mit hoher Frequenz verstärkt, wenn man den Versuch mit Kohlendioxyd ausführt. Ein luftgefüllter Ballon zeigt

keine Wirkung, allenfalls nur eine schwache Dämpfung bei sehr hohen Frequenzen. — Allgemein sollte die Streuung erst auftreten, wenn der Ballondurchmesser vergleichbar mit der Wellenlänge wird, d. h. ab etwa 800 Hz.

Eine Messung bestätigt diese Versuche: Im reflexionsfreien Raum wurde in 5 m Entfernung von einem Lautsprecher ein normaler Glastrichter, Durchmesser 9 cm, mit der Trichteröffnung zum Lautsprecher hin aufgestellt. Das Trichterrohr führte in ein Rohrmikrophon. Ein Pegelschreiber variierte die Frequenz vom Sinusgenerator des Lautsprechers und registrierte gleichzeitig den vom Mikrophon empfangenen Schalldruck in Abhängigkeit von der Frequenz. Mit Gummibändern konnte vor dem Trichter ein Luftballon so befestigt werden, daß der Ballon auf dem Trichterrand auflag.

Bild 1 zeigt die Meßergebnisse. Jeder Pegelschreiberstreifen enthält zwei Kurven.

Die von den Frequenzmarken unterbrochene Kurve wurde bei Messung ohne Ballon, die andere Kurve bei Messung mit Ballon aufgezeichnet. Bei luftgefülltem Ballon (a) fallen beide Kurven praktisch zusammen. Nur ab 8 kHz sinkt der Pegel durch den Ballon um etwa 5 dB ab. Der mit Kohlendioxyd gefüllte Ballon (b normal, c stark gefüllt) verstärkt den Schalldruck ab 700 Hz um 5 bis 10 dB. Der mit Wasserstoff gefüllte Ballon (d wenig, e normal, f stark gefüllt) vermindert den Schalldruck ab 700 Hz um 10 bis teilweise über 20 dB. Je stärker die Ballons aufgeblasen sind, um so größer sind die Effekte. Im Bereich von 50 bis 500 Hz fallen immer beide Kurven praktisch zusammen.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER danke ich für Ratschläge.

(Eingegangen am 2. 9. 1958.)

H. W. HELBERG,
III. Physikalisches Institut
der Universität Göttingen

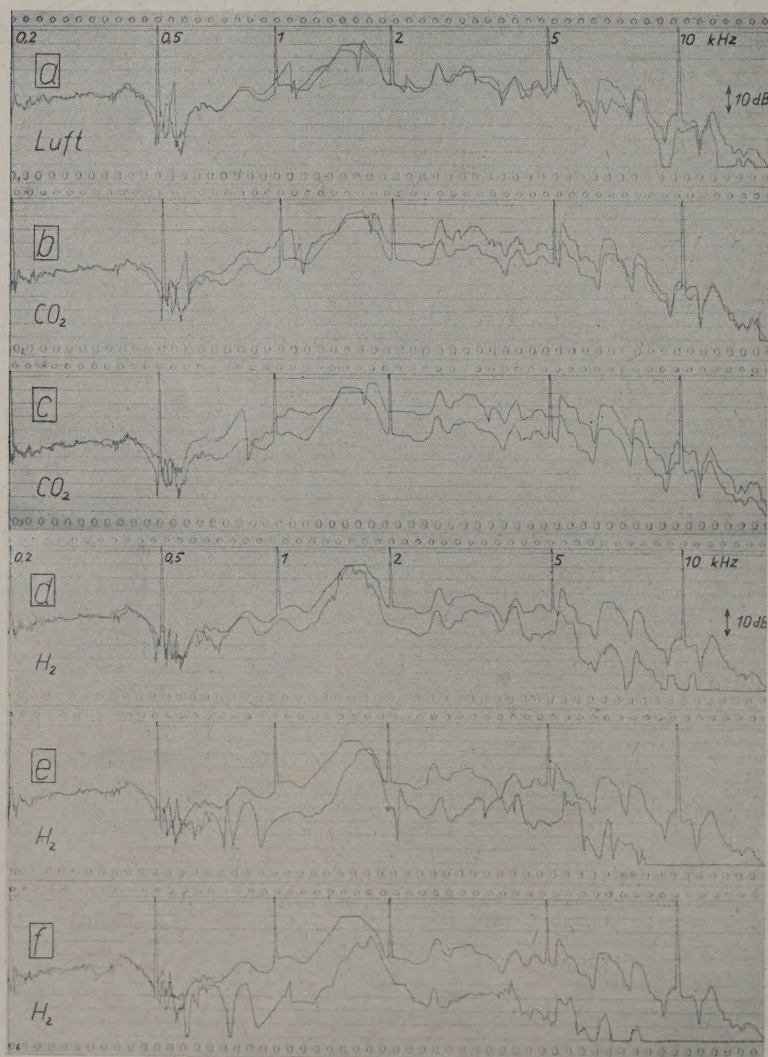


Bild 1. Gemessener Schalldruck ohne (Kurven mit Frequenzmarken) und mit vorgesetztem Ballon. (a) Ballon normal mit Luft gefüllt; (b) Ballon normal und (c) stark mit CO_2 gefüllt; (d) Ballon wenig, (e) normal und (f) stark mit H_2 gefüllt.

Schallabsorption und Schalldispersion
in gasförmigem Distickstofftetroxyd (Stickstoffdioxyd)

Die Dissoziation des gasförmigen N_2O_4 in NO_2 verursacht, ebenso wie die Schwingungsanregung beider Komponenten, molekulare Schallabsorption und Schalldispersion. Die Dissoziation des N_2O_4 ist schon bei Zimmertemperatur groß, was auf eine hohe molekulare Absorption und Dispersion schließen läßt. Diese Tatsache veranlaßte seit Jahrzehnten viele Autoren, u. a. EINSTEIN [1], RICHARDS und REID [2], TEETER [3] sowie KNESE und GAULER [4], sich mit der Schallausbreitung in diesem Gas theoretisch und experimentell zu befassen. Eine Lösung dieses Problems wurde bis jetzt nicht erreicht. Die bisher vorliegenden experimentellen Ergebnisse lagen im allgemeinen bei zu tiefen Frequenz/Druck (f/p)-Werten oder waren sehr unzusammenhängend oder ungenau. Sie konnten der Theorie nicht die benötigte Geschwindigkeitskonstante des N_2O_4 -Zerfalls und die Relaxationszeiten liefern. Zudem war, selbst wenn molekulare Absorption oder Dispersion gefunden wurde, stets unklar, ob diese der Dissoziation oder der Anregung von Schwingungsfreiheitsgraden zuzuschreiben ist.

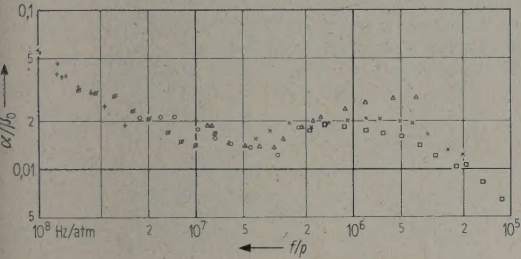


Bild 1. Schallabsorption $\alpha/\beta_0 = \alpha \lambda_0/2\pi$ in $NO_2-N_2O_4$ bei 20° C;
+ Messungen bei 1 Torr,
○ Messungen bei 3 Torr,
○ Messungen bei 10 Torr,
△ Messungen bei 27 Torr,
× Messungen bei 85 Torr,
□ Messungen bei 200 Torr.

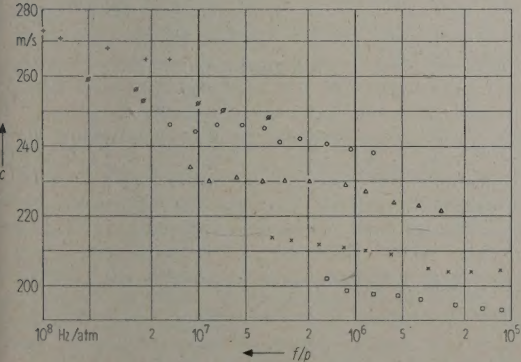


Bild 2. Schallgeschwindigkeit c in $NO_2-N_2O_4$ bei 20° C; Zeichenerklärung siehe Bild 1.

Zur Klärung dieser Probleme wurde nach den in [5] erwähnten Meßmethoden mit dem in [6] beschriebenen Ultraschallinterferometer die Schallabsorption und die Schalldispersion in $NO_2-N_2O_4$ bei 20° C und 53° C gemessen. Die Bilder 1 bis 4 zeigen die Ergebnisse. Gleich gezeichnete Meßpunkte in einem Bild sind bei konstantem Druck und konstanter Temperatur, also bei konstantem Dissoziationsgrad, gemessen und unterscheiden sich nur in der Frequenz. Die elektrostatischen Wandler mit festem Dielektrikum gestatten, die Meßfrequenz in einem weiten Bereich zu verändern und damit bei konstantem Druck und konstantem Dissoziationsgrad weite f/p -Bereiche zu überstreichen.

Eine quantitative Auswertung der Meßergebnisse ist bis jetzt noch nicht erfolgt. Trotzdem können bereits einige Schlüsse aus diesen Ergebnissen gezogen werden.

Die Schalldispersionsmessungen (Bilder 2 und 4) gestatten, die Schallgeschwindigkeit c_0 bei kleinen f/p -Werten unterhalb $2 \cdot 10^5$ Hz/atm, also vor Beginn der Dispersion, als Mittelwert vieler Messungen bzw. durch Extrapolation sehr genau zu bestimmen. Dagegen reicht die Meßgenauigkeit der Einzelmessungen von etwa 0,5 bis 1% nicht aus, um einzelne Dispersionsstufen mit Sicherheit herauszuschälen. — Die c_0 -Werte in Abhängigkeit vom Druck folgen der Formel von EINSTEIN [1]. Das von EUCKEN [7] angegebene Verhältnis der spezifischen Wärmen entspricht Schallgeschwindigkeiten, die von den Meßwerten um etwa 2% abweichen. Die c_0 -Werte dienen zur Umrechnung der gemessenen Absorp-

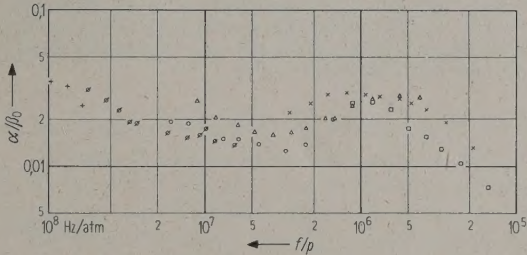


Bild 3. Schallabsorption $\alpha/\beta_0 = \alpha \lambda_0/2\pi$ in $NO_2-N_2O_4$ bei 53° C; Zeichenerklärung siehe Bild 1.

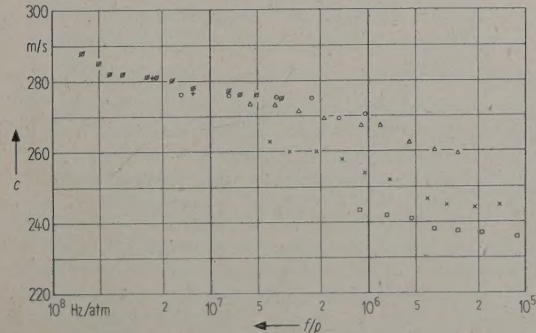


Bild 4. Schallgeschwindigkeit c in $NO_2-N_2O_4$ bei 53° C; Zeichenerklärung siehe Bild 1.

tionskonstante α auf die üblicherweise verwendete Absorptionskonstante $\alpha/\beta_0 = \alpha c_0/\omega = \alpha \lambda_0/2$.

Die Schallabsorptionsmessungen (Bilder 1 und 3) zeigen vier Absorptionsmaxima. Diese liegen bei 0,3 bis $2 \cdot 10^6$, $1 \cdot 10^6$, $1,5 \cdot 10^7$ und $4 \cdot 10^7$ Hz/atm. Alle Maxima, besonders das erste, sind beim derzeitigen Stand der Auswertung noch nicht ganz genau zu lokalisieren. Die ersten beiden Maxima sind bei fast allen Meßreihen zu einem breiten Maximum verschmolzen.

Die ersten beiden Maxima sind der Schwingungsanregung des NO_2 und der Dissoziation zuzuschreiben. Dies folgt eindeutig aus den theoretisch in Abhängigkeit vom Dissoziationsgrad berechneten Höhen dieser Maxima (im Vergleich zum N_2O_4 -Schwingungsmaximum) und aus der experimentell festgestellten Tatsache, daß ein Maximum in Abhängigkeit vom Dissoziationsgrad auf der f/p -Skala wandert. Das nach [4] berechnete Maximum der Dissoziation ist beim Dissoziationsgrad 0,84 am größten ($\alpha/\beta_{0,\text{max}} = 0,036$) und wandert nach dieser Theorie in der beobachteten Weise. Aus Bild 1 ersieht man, daß bei 27 Torr dieses Maximum bei etwa $3 \cdot 10^5$ Hz/atm auftritt, während es bei den 200-Torr-Messungen (mit etwas kleinerer Höhe) bei $1,6 \cdot 10^6$ Hz/atm liegt. Bild 3 zeigt dieses Verhalten bei 27 und 85 Torr noch deutlicher. Bei 200 Torr liegt das Maximum offensichtlich außerhalb des Meßbereichs (d. h. höher als $1,2 \cdot 10^6$ Hz/atm). Als vorläufige Werte der Geschwindigkeitskonstante k der Reaktion $\text{N}_2\text{O}_4 \rightleftharpoons 2 \text{NO}_2$ kann bei Atmosphärendruck $k = 8 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ bei 20°C und $k = 7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ bei 53°C angegeben werden.

Das Maximum der Schwingungsanregung des NO_2 , das bei etwa 10^6 Hz/atm zu liegen scheint, nimmt mit zunehmendem Druck, d. h. abnehmendem NO_2 -Gehalt, ebenfalls ab. Es hat, wie durch eine pauschale Berechnung für alle drei Schwingungsfreiheitsgrade unter der Annahme gleicher Relaxationszeiten festgestellt wurde, für 100%iges NO_2 den Wert $\alpha/\beta_{0,\text{max}} = 0,014$ und kann daher schlecht lokalisiert werden.

Die beiden anderen Maxima ($1,5 \cdot 10^7$ und $4 \cdot 10^7$ Hz/atm) müssen der Schwingungsanregung des N_2O_4 zugeordnet werden. Die für die 12 Schwingungsfreiheitsgrade — ganz analog wie beim NO_2 beschrieben — berechnete maximale Absorption stimmt auch hier mit den Meßergebnissen gut überein. Die Maxima nehmen mit zunehmendem Druck, d. h. zunehmendem N_2O_4 -Gehalt, ebenfalls zu und würden für 100%-iges N_2O_4 etwa den Wert $\alpha/\beta_{0,\text{max}} = 0,12$ erreichen.

Die vollständige Berechnung der Absorptions- und Dispersionskurven für die bei den Messungen verwendeten Drucke und Temperaturen ist im Gange. Dabei werden, wenn eine einfache additive Theorie der Überlagerung der Relaxationserscheinungen nicht ausreicht, die für zwei Relaxationserscheinungen exakt berechneten Theorien von KNESER und GAULER [4] und von BEYER [8] verwendet werden.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele wertvolle Diskussionen. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützte die Arbeit in dankenswerter Weise durch eine Sachbeihilfe.

(Eingegangen am 15. Dezember 1958.)

G. SESSLER
III. Physikalisches Institut
der Universität Göttingen

Schrifttum

- [1] EINSTEIN, A., Sitz. Ber. Berl. Akad. Wiss. 1920, 380—385.
- [2] RICHARDS, W. T. und REID, J. A., J. chem. Phys. 1 [1933], 114—128; 737—748.
- [3] TEETER, C. E., J. chem. Phys. 1 [1933], 251—265.
- [4] KNESER, H. O. und GAULER, O., Phys. Z. 37 [1936], 677—684.
- [5] MEYER, E. und SESSLER, G., Z. Phys. 149 [1957], 15—39.
- [6] SESSLER, G., Acustica 8 [1958], 395—397.
- [7] EUCKEN, A., in MÜLLER-POUILLET, Lehrbuch der Physik, 11. Aufl. 1926, Bd. III, 1, S. 654.
- [8] BEYER, R. T., J. acoust. Soc. Amer. 29 [1957], 243—248.

Buchbesprechung

J. MATZKER, Ein binauraler Hörsynthese-Test zum Nachweis zerebraler Hörstörungen (zwanglose Abhandlungen aus dem Gebiet der Hals-Nasen-Ohrenheilkunde. Hrsg. von H. LEICHER, H. MITTERMAIER und G. THEISSING, Heft 1). G. Thieme Verlag, Stuttgart 1958, X, 117 Seiten, 46 Bilder, kartoniert DM 19,80.

Der Verfasser hat ein Verfahren ausgearbeitet, mit dem es möglich sein soll, klinisch latente Störungen im Zusammenspiel der beiden zur Hirnrinde ziehenden Hörbahnen aufzudecken. Das Verfahren besteht darin, daß aus einem phonetisch sorgfältig ausgewählten Sprachtest zwei definierte Frequenzbänder herausgeschnitten werden, von denen jedes für sich weitgehend unverständlich ist, die aber, gemeinsam dargeboten, zu einem fast vollen Verständnis des phonetischen Testmaterials führen. Während nun der Gesunde die Testwörter auch dann noch versteht, wenn ihm die beiden Frequenzbänder getrennt über je einen Kopfhörer auf beide Ohren gegeben werden, gelingt eine solche „Synthese“ vielen organisch Hirnkranken nur sehr unvollkommen. Das gilt nach

MATZKER für alle diejenigen Hirnaffektionen, bei denen eine Schaltstörung im Bereich der Relaiskerne des Hirnstammes vorliegt.

Das Buch würde an Wert nicht verlieren, wenn sich der Autor bei einer Neuauflage entschließen könnte, zumindest jene Kapitel, die mehr propädeutischen oder methodischen Charakter tragen, ein wenig zu straffen. Irrtümliche Formulierungen wie etwa der Satz, die Schallleitungskette werde „auf dem Wege der Resonanz ... zum Mitschwingen gebracht“, und terminologische Verwechslungen („Die Ganglienzellen schicken die Impulse in efferenter [?] Richtung weiter zur Hirnrinde“) sollten richtiggestellt werden. Wer mit dem Phänomen der binauralen Schwelungen vertraut ist, wird im Abschnitt „Eigene Voruntersuchungen ...“ entsprechende Literaturhinweise vermissen, zumal hier bereits seit Jahrzehnten subtile Forschungsergebnisse vorliegen. Insgesamt enthält die Schrift manche klinisch wertvollen Beobachtungen und Hinweise und dürfte darüber hinaus zu einer weiteren Erforschung des wichtigen Problems der binauralen Hörsynthese anregen. Die Lektüre des Buches ist daher durchaus zu empfehlen.

LERCHE